Л. Бриллюэн

НОВЫЙ ВЗГЛЯД НА ТЕОРИЮ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

Издательство «Мир» · Москва

ИЗДАТЕЛЬСТВО • МИР •

RELATIVITY REEXAMINED

BY LÉON BRILLOUIN

Academic Press

New York and London 1970

Л. Бриллюэн

НОВЫЙ ВЗГЛЯД НА ТЕОРИЮ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

Перевод с английского

К. А. ПИРАГАСА

Под редакцией академика АН УССР

А. З. ПЕТРОВА

ИЗДАТЕЛЬСТВО «МИР»

Москва 1972

УДК 530.1

Эта книга явилась последней работой крупного французского ученого Леона Бриллюэна. В ней он, используя методы анализа операций, исследует, уточняет и пересматривает основные положения специальной и общей теории относительности Эйнштейна.

Автор приходит к выводу, что общую теорию относительности следует рассматривать только как некоторое приближение к действительности и что она требует серьезного уточнения и пересмотра. Он анализирует ряд теоретических и экспериментальных проблем: как наблюдать гравитационные волны, как измерить их частоту и скорость, какие применения они могли бы найти в физике, как с помощью гравитационного аналога лазера — «гразера» — ученые могли бы установить, равна ли скорость распространения гравитационных волн скорости света.

Книга представляет большой интерес и для специалистов и для широкого круга читателей, интересующихся современными проблемами физики.

Редакция литературы по физике

Инд. 2-3-1
61-72

Предисловие редактора перевода

Предлагаемая вниманию читателя книга Леона Бриллюэна вышла в свет в оригинале после смерти автора, выдающегося французского ученого, который внес существенный вклад в физику твердого тела и теорию информации. Она, несомненно, заслуживает пристального внимания, поскольку Л. Бриллюэн подходит к предмету с новых позиций, учитывающих последние достижения науки.

Этот подход прежде всего состоит в точном анализе основных положений специальной и общей теории относительности на базе определения физики как экспериментальной науки. Ни одна физическая теория не может претендовать на то, что она дает абсолютно верную картину природы. Всегда существуют границы применимости теории, выявляемые при сопоставлении теории с экспериментом и уточняемые при постоянном сравнении ее с новыми опытными данными. Сказанное, разумеется, относится и к теории относительности.

Специальная теория относительности, по замыслу Эйнштейна, должна была логически вытекать из принципа постоянства скорости света и обобщения принципа относительности (современная полная ее аксиоматика фактически включает значительно больше положений). Эта теория имеет чрезвычайно убедительные экспериментальные подтверждения, доставляемые ядерной физикой, и по существу лежит в основе ядерной энергетики. Здесь речь может идти лишь об уточнении области применимости теории и более тщательной проверке экспериментальных фактов, на которых она основывается.

Что же касается общей теории относительности, то вопреки довольно широко распространенному мнению могучее сооружение этой теории покоится на столь шатком экспериментальном фундаменте, что ее можно было бы назвать колоссом на глиняных ногах. В самом деле, этот фундамент в настоящее время образован всего лишь двумя астрономическими наблюдениями (смещение перигелия Меркурия и отклонение светового луча при прохождении около диска Солнца) и одним наблюдением красного смещения в поле большой массы (которое может быть объяснено и без привлечения общей теории относительности). Делаются также попытки объяснить с помощью общей теории относительности такие эффекты релятивистской астрофизики, как реликтовое излучение, разбегание галактик (эффект Хаббла).

Получается парадоксальная картина. С одной стороны, общая теория относительности является основой, на которой разрабатываются самые тонкие методы исследования мира (топологические, инвариантно-групповые, расслоенных многообразий и т. п.), в ней применяются такие изящные аналогии, как квантование гравитационного поля, а с другой — отсутствует тщательная экспериментальная проверка основной аксиомы этой теории, отождествляющей поле гравитации с пространственно-временным континуумом, не существует опытных измерений основных величин теории, например энергии поля тяготения.

Если, например, историческое развитие квантовой механики показывает постепенное ее совершенствование, «взросление», все большее повышение ее точности благодаря накоплению экспериментального материала и включению его в теорию, то общая теория относительности до сих пор щеголяет в коротких штанишках «вундеркинда», которому все позволено и даже — освобождение от экспериментальной проверки. Для истинного физика такое положение нетерпимо.

Поэтому самым «горячим местом» в общей теории относительности сегодня является проблема ее экспериментального обоснования. Эту проблему атакуют с двух сторон. Теоретики пытаются упростить общую теорию, «линеаризуя» или «максвеллизируя» ее по образцу теории электромагнитного поля, с тем чтобы удалось найти пути к разумным схемам новых экспериментов по гравитации. Среди экспериментаторов в последние годы возник настоящий «бум», связанный с детектированием гравитационных волн из космоса (сегодня эти опыты ставятся уже более чем в десятке лабораторий разных стран).

Именно в таких ситуациях приобретают особую ценность издания, аналогичные книге Бриллюэна. В ней как раз присутствует то, что нужно сегодня для построения теории гравитации, — современный научный подход с использованием данных теории физических измерений и теории информации.

Период почтительного восхищения гениальной гипотезой Эйнштейна закончился. Теперь слышны тяжелые шаги хозяина в физике — идет его величество эксперимент, которому только и дано сказать, что в этой гипотезе находит подтверждение в природе, а что следует отбросить.

Бриллюэн в своей книге идет от понятия «наблюдаемых», тем самым выдвигая на первое место понятия измерения и информации, на которых формируется теория. Используя известные исследования Бриджмена, он пытается продолжить критический анализ специальной и общей теории относительности. Не следует ожидать от этой книги всеобъемлющего анализа предмета, она лишь попытка такого рода анализа. Вовсе не все выводы Бриллюэна являются окончательными, но это попытка ученого с новых позиций подойти к исследованию назревшей проблемы. В книге выделены только вопросы, особенно близкие автору, и опущены не менее важные проблемы, стоящие на повестке дня. Дискуссионная по содержанию, свежая по форме книга Бриллюэна заслуживает внимания широкого круга людей, интересующихся теорией относительности.

Сравнивая развитие квантовой теории и теории относительности, автор делает ряд интересных выводов, в том числе отмечает значение своеобразного симбиоза теории и эксперимента в квантовой теории, великолепное подтверждение специальной (частной) теории относительности в ядерной физике и, к сожалению, совершенно недостаточное опытное подтверждение общей теории относительности. Однако, исходя из этого, автор делает чересчур категорические выводы («Общая теория относительности — пример великолепной математической теории, построенной на песке», «Космология — пример научной фантастики» и т. п.). Эти выводы можно было бы обсуждать только при наличии тщательной аргументации автора, которая в данном случае отсутствует. Но причина их очевидна: при сравнении с квантовой теорией, выросшей на эксперименте, как на дрожжах, общая теория относительности много проигрывает — и невольно зарождается «червь сомнения». Оставляя категоричность формулировок на совести автора, можно говорить о том, что общая теория относительности, представляя собой великолепную математическую теорию, требует для своего возведения в ранг физической теории еще проверки опытом, проверки на эвристичность, обоснования основных физических величин и соотношений между ними.

Но даже в рамках специальной теории относительности можно указать ряд принципиальных соотношений, которые еще недостаточно экспериментально подтверждены и вместе с тем существенны для построения теории гравитации. Так, Ньютон предполагал, что скорость распространения гравитационных возмущений равна бесконечности. В рамках специальной теории относительности следует считать, что эта скорость не превышает скорости света. Эйнштейн предположил, что она равна скорости света, но пока не существует экспериментальных данных о скорости распространения гравитации и этот вопрос остается открытым. Имеется целый ряд таких проблем, еще ждущих экспериментального решения.

Можно было бы дискутировать с автором по поводу других утверждений, особенно тех, которые касаются общей теории относительности. Критикуя эту теорию и указывая на те или иные ее недостатки, неясные понятия или спорные утверждения (а они имеются в этой теории, требуют разъяснения, и число их при желании можно было бы увеличить по сравнению с тем, что приводит автор), Бриллюэн иногда рискует оказаться в положении человека, который вместе с водой выплескивает из ванны и ребенка; он забывает, что речь идет о теории, которая все же с великолепной точностью предсказывает количественно наблюдаемые эффекты и которая, правда, еще требует экспериментальной проверки. Эти очевидные соображения, нужно думать, будет иметь в виду любой вдумчивый читатель. Тем не менее ряд острых критических замечаний, высказываемых Бриллюэном, нельзя сбросить со счетов. Общая теория относительности должна дать на них ответ и тем самым защитить свое право на существование.

Среди рассматриваемых Бриллюэном вопросов заслуживают особого внимания следующие: теория относительности и потенциальная энергия; скорость распространения гравитационного взаимодействия и квантовые атомные часы; эффект Доплера в специальной теории относительности. При обсуждении этих вопросов автор, исходя из современных технических возможностей измерения, пересматривает выводы специальной теории относительности, и такой анализ чрезвычайно характерен для современной физики. Все увеличивающаяся точность измерения приводит зачастую к качественно новым выводам. Это естественно и необходимо для развивающейся физической науки. Скажем, вопрос детектирования гравитационных волн, который при положительном решении привел бы к получению принципиальных результатов для построения теории гравитации, есть, по существу, вопрос точности детектирующих устройств. Только при определенном классе точности детекторов можно зафиксировать частоты и измерить интенсивность гравитационных волн. Почти все сведения об экспериментальной точности, которыми располагал автор, достаточно современны, и только в некоторых случаях при подготовке русского издания книги потребовалось вводить более современные данные.

Можно только присоединиться к заключительной фразе автора книги: «Итак, требуется гразер!», где под этим новым термином подразумевается нечто аналогичное лазеру для пучка гравитонов. Решение проблемы гравитации в некоторой области, определяемой современной экспериментальной техникой, находится недалеко от нас, от нашего поколения, мы подошли к нему, и следует сделать еще несколько шагов в нужном направлении! Можно думать — это относится уже к области интуиции, — что разгадку основных нерешенных проблем теории гравитации принесут гравитационные волны, если они существуют. И единственный путь физического, а не только формально-математического и зачастую спекулятивного, развития учения о гравитации проходит через лабораторию экспериментатора.

На этом трудном пути книга Бриллюэна, написанная с критических позиций, особенно полезна, так как автор без лишнего восхваления теории относительности полностью признает ее заслуги в современной теоретической физике и прямо ставит вопросительные знаки там, где их можно поставить.

А. З. Петров

Этот критический очерк
о вечно развивающейся науке
посвящается Марсель

Предисловие автора

> Чтобы составить какое-либо представление о потоке гравитационной энергии, необходимо прежде всего эту энергию локализовать. Эта ситуация напоминает легендарного зайца из кулинарной книги. Окажется ли такое представление полезным, зависит от последующих открытий. На этот счет также имеется известная гастрономическая аналогия.
>
> Хевисайд, 1893 г.

После того как была опубликована моя последняя книга о научной неопределенности (1964 г.), я смог облегченно вздохнуть и приступить к тем проблемам, которые на время отложил в сторону. Некоторые из них представлялись мне четко сформулированными, но нерешенными, тогда как другие продолжали оставаться довольно туманными и требовали тщательного обдумывания.

Я решил проанализировать некоторые положения теории относительности под новым углом зрения и в несколько необычном плане. Путешествовать вдоль столбовых дорог нетрудно, странствие же по забытым тропинкам может привести на какую-нибудь неизвестную вершину, с которой вдруг открывается пейзаж необыкновенной красоты. На протяжении всей научной деятельности меня влекло к проблемам, возникающим на границе области применимости теорий, к тем мало известным зонам, где они граничат с областями применимости других теорий. Как описание, даваемое первой теорией, соответствует картине, вытекающей из второй теории? Например, как при помощи волновой и корпускулярной теорий получить сходные и согласующиеся с экспериментом результаты? Когда можно использовать геометрическую оптику и когда — волновую теорию света? Возвращаясь к теории относительности, — когда и как она переходит в классическую механику?

В каждом из этих примеров может возникнуть любопытная ситуация: иногда (но не слишком часто) одно из решений задачи может оказаться сходящимся рядом, первый член которого соответствует первой теории. Очень часто ряд может оказаться полусходящимся, тогда его можно использовать только до определенного члена ряда. При этом он будет достаточно хорошим приближением к решению, даваемому другой теорией в пограничной области.

ВВЕДЕНИЕ

Ценность научной теории заключается в ее способности предсказывать. В книге «Научная неопределенность и информация» [1] подчеркивалось, что теория T дает правильные результаты с определенной максимальной ошибкой ε только в пределах области ее применимости D. Не следует удивляться, если при попытке применить теорию вне пределов этой области получатся весьма ошибочные результаты. Всегда интересно исследовать пограничную зону, где область применимости D_1 теории T_1 примыкает к области применимости D_2 теории T_2. Такое исследование может в каждой из этих теорий выявить нечетко сформулированные предположения.

Любая теория содержит ряд величин, которые можно экспериментально измерять, и величины, которые экспериментально наблюдать нельзя. Первые называются *наблюдаемыми,* вторые — *ненаблюдаемыми.* Между ними не всегда делают четкое различие, и многие авторы, утверждая, что те или иные величины являются наблюдаемыми, исходят при этом из произвольных определений, которые не соответствуют никаким физическим экспериментам. Это ведет к противоречиям и парадоксам, которых во что бы то ни стало следует избегать. В этом вопросе я придерживаюсь строгой точки зрения и предполагаю (следуя Бриджмену), что некоторая величина является наблюдаемой только тогда, когда для ее наблюдения можно указать метод и дать подробное описание экспериментальной установки.

Если это выполнено, то можно говорить, что теория T_1 описывает в пределах области D_1 связи между наблюдаемыми O_1, а также различные связи, включающие ненаблюдаемые U_1. Эти дополнительные связи могут быть использованы в теории, но они не имеют фундаментального значения. На границе областей D_1 и D_2 соотношения между наблюдаемыми O_1 и O_2 должны находиться в тесном соответствии, но между ненаблюдаемыми U_1 и U_2 соответствия может и не быть. Отсутствие такого соответствия, если оно оговорено, не имеет большого значения.

И здесь время задать самый важный вопрос: «*В какой степени мы можем доверять научным теориям?*» Ответ должен быть достаточно осторожным: «В высокой, но не слишком высокой!» Для всех теорий существуют ограничения, все они «хороши» до определенной степени и в определенных границах. Они не представляют собой «правду и только правду...». Всякая теория основывается на тщательно проведенных экспериментах, однако их результаты могут быть получены только «с точностью до возможных ошибок», т. е. ошибки заключены в определенных пределах, о которых может судить экспериментатор. Всегда существует возможность, что в новом эксперименте возникнет новая, непредвиденная причина появления ошибок, или же то, что теория выведена слишком далеко за пределы области ее применимости.

Я хотел бы на минуту остановиться и рассказать такой случай. Несколько лет назад я проезжал через штат Нью-Мексико и обратил внимание на название одного прелестного городка: «Истина или Последствия». Я остановился около указателя и задумался над тем, о какой «истине» идет речь. Разумеется, не о научной истине; на меня повеяло дымом старых аутодафе; я ощутил дух нетерпимости и представил себе, как издевались над несчастными туземцами-язычниками и мучили «ведьм».

Научная истина никогда не должна восприниматься фанатично, любой ученый должен быть готов к тому, чтобы исправлять и дополнять свои любимые теории. В науке не существует абсолютной истины. Однако я должен уточнить, что при этом здесь имею в виду экспериментальную науку. Математика — это совсем другое дело.

Некоторые традиционные науки представляют собой странную смесь наблюдений и их интерпретации, основывающейся на отличных теориях, но экстраполируемой столь далеко за пределы условий эксперимента, что невольно настораживаешься и удивляешься: как часто желаемое выдается за действительное и тщательный анализ подменяется фантазированием. Приятно рассуждать о происхождении Вселенной, но надо помнить, что такие рассуждения — лишь чистая фантазия. И нечего ожидать, что читатель поверит в какую-либо модель Вселенной, описывающую то ли внезапный первовзрыв, то ли расширения и сжатия от $-\infty$ до $+\infty$. Все это слишком красиво, чтобы быть истинным, и слишком невероятно, чтобы поверить в это.

Разрешите мне рассказать еще один случай. В бытность студентом Парижского университета я посещал великолепные лекции Пуанкаре. В течение многих лет все эти лекции записывал один из его студентов, и затем их публиковало издательство Готье-Виллара. Лекции записывали Борель, или Драш, или Шази, или какой-либо другой умный молодой человек, который впоследствии сам стал известным ученым.

В 1911 г. Пуанкаре не назначил никого для этой работы. Он читал лекции по космогонии. Он знал, что космогонические теории далеки от достоверности, и неоднократно подчеркивал, что теоретические толкования, предлагаемые различными авторами, явно не адекватны. Мы тогда не знали, откуда берется тепло, излучаемое Солнцем; не понимали, как образуются звезды и как они угасают. В наших знаниях было слишком много пробелов. Иногда Пуанкаре неожиданно прерывал лекцию и молчаливо ходил перед доской взад и вперед. Затем он поворачивался к аудитории, отодвигал в сторону свои лекционные записки и говорил: «У меня только что возникла новая идея. Попробуем, подойдет ли она...» Он излагал свою новую точку зрения и начинал писать на доске, определяя численные значения величин. Затем делал вывод: «Это не намного лучше, чем в других теориях; в самом деле, мы знаем слишком мало». Это был последний полный курс лекций Пуанкаре, за год до его неожиданной смерти.

Вы думаете, мы теперь находимся в лучшем положении? Конечно, в течение последних пятидесяти лет мы многое узнали. Но мы все еще очень далеки от понимания космогонии, это понимание продолжает оставаться мечтой, волнующей и далекой.

Некоторые читатели могут сказать: «Мы должны верить некоторым хорошо установленным принципам, например, принципу симметрии пространства и времени, принципу относительности и т. д.». Ну что ж, можно показать *относительность принципа относительности*! Этот знаменитый принцип сначала был установлен в классической механике. Он гласит: *законы механики, сформулированные в неподвижной системе отсчета, остаются точно такими же, когда движение рассматривается в системе отсчета, движущейся с заданной постоянной скоростью* v. Читатель может заметить, что я сказал «система отсчета», а не «система координат». Как мы увидим в гл. 4, между этими определениями следует делать принципиальное различие. Система координат — чисто геометрическое понятие; она не имеет массы по той простой причине, что в геометрии понятие массы не рассматривается. Система отсчета же должна обладать массой, причем необходимо предполагать, что эта масса много больше массы любого движущегося относительно нее тела.

Сосредоточим теперь внимание на слове «заданный». Что мы подразумеваем под выражением *заданная скорость*? Кто задает нам эту скорость и как? Я очень настораживаюсь всякий раз, когда слышу слово «заданный». Только в одном случае оно имеет определенный смысл — в условии задачи, которую экзаменатор дает нескольким беспомощным студентам. В такой ситуации скорость — *точно* заданная величина, не содержащая ошибок.

В действительности так никогда не бывает. Если я наблюдаю за неизвестным телом, движущимся в небе, то никто не может *задать* мне его скорость. Будет ли это звезда или «летающая тарелка», — я должен *измерять их скорость* с помощью экспериментального устройства. Я могу использовать оптические сигналы, отраженные от неизвестного тела, и измерить время их возвращения, доплеровское смещение и т. п. Произведя эти измерения, я могу вычислить скорость.

Но я должен учесть и то, что даже самые тонкие эксперименты всегда вносят возмущение в движение. Скорость тела до наблюдения и после него уже не будет одинаковой. *При любом эксперименте требуется установление связи между наблюдателем и наблюдаемым объектом*, и после того, как наблюдение выполнено и связь прекращена, тело будет находиться уже в ином состоянии движения. Сегодня это хорошо известный факт, который можно проиллюстрировать многими примерами из квантовой теории. При измерении скорости мы используем световые сигналы, содержащие множество фотонов. Отражаясь, эти фотоны отталкивают назад отражающее тело (эффект отдачи) и изменяют его скорость.

Заданная скорость — это просто *плод нашего воображения*. Эта традиционная грубая ошибка — результат иллюзии, что «от того, что я только посмотрю, ничего не случится». В физике девятнадцатого века такое предположение казалось само собой разумеющимся и не подлежащим обсуждению. Теперь мы знаем больше. *Системы отсчета, движущейся с заданной постоянной скоростью, не существует* и никогда не существовало. Единственное, о чем можно говорить, — это о *тяжелой* системе отсчета, обладающей столь большой массой, что возмущения, вносимые при измерении ее скорости, пренебрежимо малы. Как мы увидим в гл. 5, это уточнение приводит ко многим усложнениям. Старый принцип относительности является идеализацией. Он представляет лишь предельный случай, и необходимо соблюдать чрезвычайную осторожность при его применении, например, к движущимся атомам, электронам, нейтронам, фотонам, нейтрино и всем этим новым таинственным «частицам» (у нас не нашлось более подходящего слова для их названия) с очень малой массой.

Такие же замечания можно сделать и в отношении многих недавно выдвинутых принципов, содержащих совершенно недостаточный анализ определений, например, как можно фактически измерить «симметрию».

Это только несколько примеров того, как постепенно изменялись взгляды ученых и сколько появилось новых проблем, которые пятьдесят или шестьдесят лет назад не мог предсказать даже гений Эйнштейна.

В наше время изобретены невероятно точные атомные часы, очень отличающиеся по своим физическим свойствам от тех, которые представлял себе Эйнштейн. Этот вопрос будет рассмотрен подробно в гл. 3. Упомянем здесь об одной трудности, связанной с определением международных единиц длины и времени. При определении единицы длины используется длина волны спектральной линии криптона-86 при строго определенных условиях (с точностью 10^{-8}), а единицу времени определяют, используя частоту спектральной линии цезия (с точностью 10^{-12}). Следовательно, *одно и то же физическое явление — спектральная линия — используется для двух различных определений: единицы длины и единицы времени*, а скорость света *c* остается неопределенной и выглядит произвольной. Следовало бы раз и навсегда установить, что спектральная линия должна использоваться для определения или частоты, или же длины волны, но не того и другого!

Предполагается, что упомянутые определения единиц делаются на поверхности Земли, где существует определенное гравитационное поле. Общая теория относительности Эйнштейна предсказывает некоторое изменение единиц длины и времени при их измерении в областях с различным гравитационным потенциалом. Она также предсказывает изменение скорости света *c*. Используя принятый способ определения единиц длины и времени, довольно трудно экспериментально проверить такие предсказания. Это составляет очень серьезную проблему метрологии.

Цель нашей книги состоит в том, чтобы рассмотреть этот, а также и другие вопросы, появившиеся после того, как в начале нашего века были сформулированы теория относительности и квантовая теория. В гл. 1 мы сделаем исторический обзор событий, которые привели к появлению этих теорий. Но сначала рассмотрим развитие научных теорий вообще.

В книге [1], используя методы научной информации, мы дали общий анализ смысла научных теорий, а также подчеркнули личную роль ученого. Его задача начинается с выбора эксперимента, который можно было бы изолировать от влияния окружающей среды и достаточно полно описать, с тем чтобы можно было повторить его в других лабораториях и проверить результаты первых наблюдений. Кроме того, используя свою творческую фантазию, ученый строит теорию, которая могла бы установить связь между некоторым числом экспериментальных фактов. При помощи такой теории он может предсказывать новые результаты, которые будут подтверждены или опровергнуты новыми экспериментами. В случае необходимости теорию можно будет исправлять или строить заново, чтобы объяснить новые опытные данные.

Научное знание основывается на эмпирических фактах и их теоретической интерпретации. Эти два аспекта постепенно срастаются, образуя замечательный симбиоз, рассматривавшийся в [1] (гл. III и IV). Роль человеческого воображения при создании теорий была тщательно исследована в замечательной работе Линдсея [2]:

«Наука — это игра, в которой мы принимаем, что вещи не совсем такие, какими они кажутся, с целью понять их сущность путем мышления, свойственного нам как людям... Наука — это метод описания, создания и понимания человеческого опыта[1])».

Литература

1. *Brillouin L.*, Scientific Uncertainty, and Information, Academic Press, New York, 1964. (Русский перевод: *Бриллюэн Л.*, Научная неопределенность и информация, изд-во «Мир», М., 1966.)
2. *Lindsay R. B.*, Phys. Today, 20 (12), 23 (1967).

[1]) *Марксистская философия* учит, что наука — это метод описания объективно существующих вещей и явлений. — *Прим. ред.*

1

КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ И ТЕОРИЯ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

§ 1. Квантовая теория

Квантовая теория и теория относительности возникли в начале нашего столетия. Обе они теперь считаются основой современного научного мышления, но они совершенно различны по своему построению и по характеру исторического развития. Весьма интересно и поучительно сопоставить эти две теории.

Мы уже кратко обрисовали ход развития квантовой теории ([1], гл. 4). Она возникла в 1900 г., когда Макс Планк опубликовал свою первую работу [2] по теории излучения абсолютно черного тела. Эта работа начинается с классического рассмотрения электромагнитных волн, но для статистического анализа неожиданно потребовалось введение представления о *квантовании энергии*: формула для излучения абсолютно черного тела (равновесное излучение) прекрасно согласуется с экспериментальными результатами, если квант энергии принять равным $h\nu$, т. е. пропорциональным частоте излучения ν, где h — постоянная Планка. Первая часть работы основывается на непрерывности (уравнения Максвелла), но в конце ее появляется неустранимый разрыв непрерывности. В итоге первая планковская теория приводит к соотношению

$$\Delta E = h\nu,$$

$$E = nh\nu, \quad n = 0,\ 1,\ 2,\ 3,\ \ldots \quad \text{(целые числа)}. \qquad (1.1)$$

Планк, по-видимому, был очень обеспокоен такой странной двойственностью своей теории. Он пытался построить ее иначе и получил другой результат (вторая теория):

$$\Delta E = h\nu,$$

$$E=\left(n+\frac{1}{2}\right)h\nu,\quad n+\frac{1}{2}=\frac{1}{2},\ \frac{3}{2},\ \ldots \text{ (полуцелые числа).} \tag{1.2}$$

В случае излучения абсолютно черного тела при обычных температурах замена целых чисел полуцелыми несущественна [1]). Однако при очень низких температурах вторая теория приводит к важной особенности: формула (1.2) указывает на возможность *нулевой энергии* $^1/_2 h\nu$. В обеих теориях наблюдаемые величины были подобными, поскольку нулевую энергию фактически измерить почти невозможно. Планк все же был неудовлетворен странной смесью непрерывности и дискретности, но очень скоро было показано (Пуанкаре и Эренфестом), что такая дискретность энергии совершенно необходима для интерпретации экспериментальных данных по излучению черного тела. Иного выхода не было.

Конечное значение постоянной Планка h и ее физический смысл явились предметом многих дискуссий. На первом Сольвеевском конгрессе в Брюсселе в 1911 г. [3] Зоммерфельд заметил, что h имеет размерность механического действия, и предложил произвести квантование действия в ряде задач. Такая идея представляла большой теоретический интерес, но примеры, выбранные Зоммерфельдом, были не очень убедительными. Однако на том же конгрессе Ланжевен показал, что зоммерфельдовское квантование в применении к некоторой электронной траектории приводит к кванту магнитного момента — *магнетону*. В 1911 г. Ланжевен вычислил величину, которую мы называем магнетоном Бора, отличавшуюся от принятой ныне только множителем 2π ввиду неопределенности числового коэффициента в гипотезе

---

[1]) Так как при этом основное излучение приходится на энергии с $n \gg 1$. — *Прим. ред.*

Зоммерфельда. Это можно было бы назвать третьей (зоммерфельдовской) квантовой теорией.

Четвертая квантовая теория появилась в первой работе Бора, посвященной атому водорода [4]. Я тогда был студентом в Мюнхене, и случилось так, что я как раз находился в рабочем кабинете Зоммерфельда, когда он получил последний выпуск журнала «Philosophical Magazine». *Он бросил на журнал* взгляд и сказал мне: «Здесь напечатана весьма важная работа Н. Бора. Она станет вехой в теоретической физике». Вскоре после этого, используя квант действия, Зоммерфельд построил свою правильную теорию боровского атома. Так возникла *«квантованная»* механика (пятая по счету теория), получившая быстрое развитие. Именно Зоммерфельд указал на важность интеграла $\int pdq$, называемого действием. Это проложило путь современной квантовой теории.

Далее началось необычайно бурное развитие квантовой механики. Один за другим начали появляться новые, совершенно неожиданные экспериментальные результаты, и каждый раз они требовали модернизации или перестройки теории. Вслед за открытием спина, принципа запрета Паули, волн де Бройля вскоре последовало объединение волновой механики Шредингера с матричной механикой Борна — Гейзенберга, открытие перестановочных соотношений, рождение теории электрона Дирака и т. д. Обо всем этом можно прочитать в последовательных изданиях книги Зоммерфельда [5].

Можно было бы насчитать много следующих одна за другой модификаций теории, но всем им присуще одно и то же, о чем мы говорили во введении: вслед за открытием новых экспериментальных фактов следует перестройка теории; при этом наблюдаемые сохраняются, но в сочетании с некоторыми новыми ненаблюдаемыми они ведут к новым предсказаниям, за которыми следуют новые эксперименты и т. д. Именно в этом и состоит тот замечательный симбиоз теории и эксперимента, который ведет к безграничному росту знаний.

Описанный процесс, по нашему мнению, и лежит в основе плодотворного научного развития. Любая остановка такого развития может свидетельствовать о наличии серьезного скрытого препятствия, которое может потребовать разработки совершенно новой теоретической схемы.

Несомненно, квантовая теория будет интенсивно развиваться и дальше. Квантовые представления становятся основой для многих областей науки. Вопросы, вызывавшие жаркие дискуссии в годы моей юности, теперь излагаются на первых же университетских лекциях по физике.

Многие попытки строгой логической аксиоматизации, радовавшие теоретиков короткое время, пришлось оставить под натиском новых открытий. Дирак, фон Нейман и многие другие ученые делали все возможное, чтобы направить поток научных фактов в желаемое русло, но он снова и снова выходил за установленные для него пределы. Сейчас мы ожидаем появления новых блестящих идей, которые позволят построить теорию «элементарных частиц», или «квантованных волн», и эти идеи, несомненно, приведут к новым неожиданным открытиям.

§ 2. Теория относительности

При внимательном подходе к этой теории можно заметить, что она по своему характеру весьма отлична от квантовой теории. Прежде всего следует провести разграничение между «частной теорией относительности», как ее назвал Эйнштейн, и «общей теорией относительности». Из них наиболее строгой является первая; она основана на огромном материале физических и астрономических наблюдений, обобщение которого привело к понятию *инерциальной системы отсчета.* Этот вопрос очень хорошо изложен Зоммерфельдом в начале его книги по механике [6].

В классической механике постулируется существование *инерциальной системы отсчета* — воображаемой покоящейся структуры, центр которой обычно помещается на Солнце, а оси координат x, y и z

направляются на известные «неподвижные» звезды. Относительно такой системы отсчета свободные материальные частицы при отсутствии внешних сил двигаются прямолинейно с постоянными скоростями. Легко видеть, что любая система отсчета, движущаяся относительно первой с постоянной скоростью, обладает аналогичными свойствами, так что существует целое семейство инерциальных систем отсчета. Это и есть *принцип относительности в классической механике.*

Некоторые неожиданные результаты, полученные физиками впоследствии, привели к заключению, что этот принцип является справедливым также для всех законов физики. *Никакими физическими экспериментами не может быть обнаружено равномерное движение лаборатории* (используемой как система отсчета); однако они могут обнаружить ускоренное движение, например вращение (маятник Фуко, оптический эксперимент Саньяка и т. д.). Великое множество экспериментов в области электромагнетизма, оптики и в других областях физики показало справедливость этого принципа частной теории относительности.

Эйнштейн ввел прилагательное «частная» в связи с тем, что впоследствии он пытался распространить этот принцип на более общие ситуации. Однако в последнее время такое обобщение было подвергнуто критике учеными в различных странах, которые независимо друг от друга нашли много слабых пунктов в предположениях Эйнштейна [1]). С тех пор как Эйнштейн разработал свою теорию, произошло много событий. Квантовая теория проникла во все области физики, включая механику и оптику. Некоторые предположения Эйнштейна кажутся вполне надежными, но в настоящее время они стали предметом дискуссий и их следует тщательно пересмотреть. В то время как квантовая теория помогла открыть многие новые физические явления, общая теория относитель-

---

[1]) См., например, *Фок В. А.*, **Теория пространства, времени и тяготения**, М., 1955. — *Прим. ред.*

ности подверглась только нескольким экспериментальным проверкам[1]).

Пришло время снова вернуться к «старой доброй теории относительности» и еще раз тщательно ее проанализировать. Все физики считают, что столь небольшое число экспериментов (всего лишь три) — действительно скудный результат для столь большого количества произведенных вычислений. Общая теория относительности — блестящий пример великолепной математической теории, построенной на песке и ведущей ко все большему нагромождению математики в космологии (типичный пример научной фантастики).

Однако вернемся к частной теории относительности. Для получения требуемой инвариантности законов физики при произвольных линейных преобразованиях систем отсчета необходимо было видоизменить определение таких преобразований и ввести новые преобразования пространственных и временной координат. Это было сделано между 1895 и 1905 гг. Лоренцем (см. [6]). С помощью знаменитых преобразований Лоренца координаты x, y, z и время t меняются так, что сохраняют скорость света c постоянной. Релятивистский закон сложения скоростей показывает, что скорость света c предельная, т. е. никакие материальные объекты не могут иметь скорость, превышающую скорость света c:

$$v \leqslant c. \tag{1.3}$$

Это приводит к удивительному факту — энергия тела эквивалентна его массе:

$$E = mc^2. \tag{1.4}$$

Оба соотношения (1.3) и (1.4), конечно, видоизменяют обычные законы механики, но эти изменения таковы, что при скоростях, много меньших c, выполняются законы классической механики. Это обеспе-

[1]) Точнее — астрономическим наблюдениям по смещению перигелия Меркурия и отклонению луча света в поле Солнца. Так называемое гравитационное красное смещение не противоречит общей теории относительности, но не вытекает непосредственно из нее. Если бы удалось зарегистрировать гравитационные волны космического происхождения, то это явилось бы еще одним экспериментальным подтверждением названной теории. — *Прим. ред.*

чивает плавный переход от теории относительности к классической теории (см. [1]).

Все предыдущие соотношения точно проверены экспериментами, а формула (1.4) стала знаменитой в связи с ядерными превращениями и изобретением ядерной бомбы. «Первая» или «частная» теория относительности является фундаментальным открытием. Однако она не дает ответа на многие вопросы, наиболее важный из которых — проблема гравитации. Ньютон считал, что тяготение распространяется с бесконечной скоростью. Это предположение, восходящее еще к Галилею, казалось абсурдным уже его современникам.

Согласно условию (1.3), мы должны принять, что скорость распространения гравитации меньше или по крайней мере равна скорости света c:

$$v_g \leqslant c. \tag{1.5}$$

Эйнштейн предположил, что

$$v_g = c, \tag{1.6}$$

и, по-видимому, ученые приняли это предположение как самоочевидное.

Однако оно вовсе не очевидно, поскольку *нет никаких экспериментальных измерений скорости* v_g. Мы обсудим этот вопрос в гл. 3. Мы также более подробно рассмотрим (гл. 4) относительность теории относительности, на чем мы уже кратко останавливались во введении.

Литература

1. *Brillouin L.*, Scientific Uncertainty, and Information, New York, 1964. (Русский перевод: *Бриллюэн Л.*, Научная неопределенность и информация, изд-во «Мир», 1966.)
2. *Planck M.*, Verhandl. Deut. Physik. Ges., **2**, 1937 (1900); Ann. Phys. **4**, 553 (1937).
3. «Solvay Congress», Paris, 1911, 316, 403.
4. *Bohr N.*, Phil. Mag., **26**, 476, 857 (1913). (Русский перевод: *Бор Н.*, Избранные научные труды, т. I, М., 1970.)
5. *Sommerfeld A.*, Atombau und Spektrallinien, Braunschweig, 1919. (Русский перевод: *Зоммерфельд А.*, Строение атома и спектры, т. 1, 2, М., 1956.)
6. *Sommerfeld A.*, Mechanics, New York, 1952. (Русский перевод: *Зоммерфельд А.*, Механика, М., 1947.)

2

НЕКОТОРЫЕ ПРОБЛЕМЫ, СВЯЗАННЫЕ С ЧАСТНОЙ ТЕОРИЕЙ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

§ 1. Теория относительности и потенциальная энергия

Эйнштейновское соотношение между массой и энергией общеизвестно:

$$E = Mc^2, \tag{2.1}$$

но не всегда с полной ясностью определяется роль потенциальной энергии. Мы тщательно исследуем вопрос и постараемся понять, какие трудности при этом возникают [1—3].

Рассмотрим *физическое тело*, структура которого по предположению нам не известна; пусть оно ограничено изолирующей оболочкой, предотвращающей потери энергии. Тело обладает определенной энергией E_0, измеряемой, например, в системе отсчета, относительно которой тело покоится. Внутренняя энергия тела может быть химической, механической, кинетической или потенциальной; она может непрерывно переходить из одного вида в другой. Мы утверждаем, что эта энергия E_0 связана с массой покоя M_0 соотношением (2.1).

Если физическое тело будет двигаться с постоянной скоростью $\mathbf{v}$, оно будет иметь новую массу M, которой соответствуют энергия E и импульс $\mathbf{p}$:

$$\left.\begin{gathered} E_0 = M_0c^2, \qquad E = Mc^2, \qquad \mathbf{p} = M\mathbf{v}, \\ M = \frac{M_0}{(1 - v^2/c^2)^{1/2}}. \end{gathered}\right\} \tag{2.2}$$

Увеличение массы от значения M_0 до M происходит за счет кинетической энергии.

Физическое тело может двигаться в статическом поле сил и за определенный промежуток времени приобрести внешнюю потенциальную энергию U. Все считают, что полная энергия описывается соотношением

$$E_{\text{полн}} = Mc^2 + U, \tag{2.3}$$

где U остается постоянной, несмотря на движение тела со скоростью v. Это означает, *что всякая возможность существования у тела массы, связанной с внешней потенциальной энергией, полностью исключается*. Если бы внешней потенциальной энергии соответствовала масса, то последняя каким-то образом участвовала бы в движении ввиду перемещения физического тела, а такой движущейся массе соответствовала бы некоторая кинетическая энергия. Из соотношения (2.3) такую возможность никак нельзя усмотреть.

Таким образом, получается странная ситуация: внутренней потенциальной энергии отвечает масса, а внешней — нет.

§ 2. Смысл потенциальной энергии в релятивистских теориях

В классической механике определение понятия *потенциальной энергии* играет очень важную роль, и когда мы переходим к теории относительности, эта величина оказывается одной из первых в списке понятий, подлежащих пересмотру. Первоначальное классическое определение сохранить невозможно, так как оно основывается на «абсолютном времени» и «бесконечной скорости распространения» сигналов. Определение многих других величин и законов также требует пересмотра по аналогичным причинам; к ним относятся третий закон Ньютона (*действие равно противодействию* на любом расстоянии), понятие центра масс и др.

Как можно говорить о равенстве действия и противодействия между такими, например, телами, как Солнце и Земля, если сигнал от одного к другому распространяется примерно 8 минут? За 8 минут Земля пройдет значительное расстояние, и величина солнечного притяжения изменится. Если на Солнце происходит взрыв, его действие приходит на Землю через 8 минут, а противодействие придет на Солнце через 16 минут! В результате переопределение потенциальной энергии становится острой проблемой.

В теории относительности имеются и другие трудности — при определении момента импульса, момента инерции и вообще всех величин и законов, связанных с *вращательным движением.* Эти определения также следует тщательно пересмотреть.

Сосредоточим пока свое внимание на проблеме потенциальной энергии. Выход из описанных трудностей должен быть, потому что, как мы знаем, *теория относительности плавно переходит в классическую механику* при выполнении следующих условий:

а) все скорости материальных объектов v много меньше скорости света c:

$$v \ll c \tag{2.4}$$

(это условие связано с использованием малых потенциальных энергий);

б) расстояния r должны быть столь малыми, чтобы можно было пренебречь запаздыванием при распространении сигналов:

$$\frac{r}{c} \ll \tau, \tag{2.5}$$

где τ — характерный промежуток времени для рассматриваемого движения, например его период.

В задаче взаимодействия Земли и Солнца условие а) выполняется почти всегда (за исключением эксперимента Майкельсона), условие б) — нет.

Теперь необходимо подыскать величину, которая явилась бы релятивистским аналогом потенциальной энергии. Тогда можно исследовать пространственное распределение этой новой величины и соответствующей ей массы.

Однако прежде нам придется рассмотреть другую трудность, возникающую при перенесении традиционных методов классической механики в теорию относительности. Многие из этих методов нельзя распространить на теорию относительности, от них также приходится отказаться в квантовой теории. В классической механике с ее *абсолютным временем* можно ставить и решать задачи с любым числом частиц (например, M_1, M_2, ..., M_n), расположенных в некоторый момент абсолютного времени t в точках $\mathbf{r}_1$, $\mathbf{r}_2$, ..., $\mathbf{r}_n$. Предполагается, что потенциальная энергия $U(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \ldots, \mathbf{r}_n)$ является некоторой функцией координат, и задача рассматривается в $3n$-мерном пространстве. Этим очень общим способом сформулировано большинство теорем классической механики.

Такой метод неприменим к задачам релятивистской теории, где каждая частица (с координатами x_n, y_n, z_n) в данной системе отсчета имеет свое собственное время t_n. Теория относительности использует четырехмерное пространство-время.

Изменение определений является очень серьезным обстоятельством и приводит ко многим следствиям. Рассмотрим, например, систему двух взаимодействующих частиц. Можем ли мы утверждать, что потенциальная энергия локализована на одной из них? Или ее следует приписать второй? Или распределить между ними? Если *энергии отвечает масса*, то где поместить эту массу? Этот принципиальный вопрос мы и должны обсудить.

Этот вопрос часто игнорировали и обходили, потому что не во всех задачах он кажется достаточно ясным. Одно из двух взаимодействующих тел может быть много тяжелее второго, следовательно, оно почти неподвижно, например Земля, притягивающая яблоко Ньютона. Согласно точно сформулированному Ньютоном третьему закону механики, яблоко также притягивает Землю. Но многие теоретики об этом забывают, заявляя, что Земля неподвижна, что она создает постоянное поле сил, и яблоко движется в этом «заданном» поле. В результате они обычно допускают, что потенциальной энергии не соответствует какая-либо масса, и записывают полную энергию в виде соотношения (2.2). Это, однако, является очевидным упущением, в связи с чем и появляется необходимость провести настоящий анализ.

§ 3. Значение понятия поля в теории Эйнштейна

Все эти вопросы тесно связаны между собой. В тесной взаимосвязи их рассматривал еще такой великий мыслитель, как Эйнштейн. Он ясно показал, что, поскольку действие на расстоянии запрещено, необходимо полностью полагаться только на действие, передаваемое постепенно в виде поля, распространяющегося через пространство. Важность теории поля окончательно выступила на передний план. Идеи, начало которым положили Фарадей и Максвелл, получили полное развитие в теории относительности. Было выдвинуто предположение о реальном физическом существовании полей даже в том случае, когда они не действуют на движущуюся частицу и остаются незамеченными. Такое предположение выглядит в значительной степени метафизическим, но в релятивистских проблемах оно играет доминирующую роль.

Таким образом, проблемы о действии и противодействии на конечном расстоянии больше не существует; закон равенства действия и противодействия применяется локально в любой данной точке пространства-времени с координатами x, y, z, t.

Полю приписывается очень сложная роль: оно переносит энергию, импульс, максвелловские натяжения и пр. Мы хотим также подчеркнуть тот факт, что *само поле обладает массой*. Именно эти вопросы мы намерены рассмотреть, поскольку многие теоретики-релятивисты не полностью учитывают всю их важность.

Начнем с простой задачи, для которой существует общепринятое решение. Рассмотрим сферу радиусом

a с массой M_0 и электрическим зарядом Q, распределенным на сферической поверхности. В покоящейся системе отсчета на расстоянии r этот заряд создает электрическое поле напряженностью

$$\mathbf{F} = \frac{Q}{r^2}\mathbf{r}^0, \tag{2.6}$$

где $\mathbf{r}^0$ — единичный вектор в направлении $\mathbf{r}$. Это электрическое поле имеет *плотность энергии* (в системе СГСЭ)

$$\mathscr{E}_{эл} = \frac{1}{8\pi}|\mathbf{F}|^2 = \frac{Q^2}{8\pi r^4}. \tag{2.7}$$

Согласно фундаментальному соотношению (2.1), это соответствует *плотности массы*

$$\rho_m = \frac{1}{8\pi c^2}|\mathbf{F}|^2 = \frac{Q^2}{8\pi c^2 r^4}. \tag{2.8}$$

Плотность энергии (2.7) и плотность массы (2.8) можно проинтегрировать по всему пространству вокруг сферы радиусом a, что дает

$$E_{эл} = \frac{Q^2}{2a}, \qquad M_{эл} = \frac{Q^2}{2ac^2}, \tag{2.9}$$

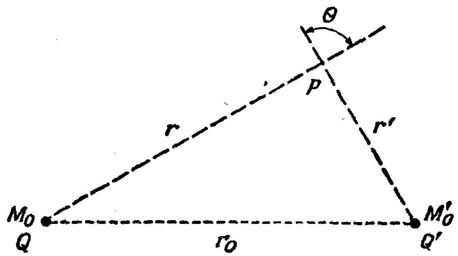
где $E_{эл}$ — полная энергия электрического поля, а $M_{эл}$ — полная масса поля, распределенные в пространстве вокруг сферы. Сфера может иметь другую массу внутреннего происхождения M_0, так что полная ее масса равна

$$M_g = M_0 + M_{эл}. \tag{2.10}$$

Когда мы пишем эту формулу, мы учитываем, что соотношение (2.8) указывает на очень высокую концентрацию массы в непосредственной близости к сферической поверхности, и предполагаем, что эта масса может считаться (*как первое приближение*) локализованной на самой сфере.

§ 4. Случай двух взаимодействующих сфер

Продолжим рассмотрение задач электростатики, которые более известны, чем многие другие подобные задачи, и могут быть использованы в качестве типичных примеров. В этом параграфе мы рассмотрим проблему двух тел. Пусть имеются две сферы одинакового очень малого радиуса a с массами покоя M_0 и M_0' и зарядами Q и Q', которые *покоятся в некоторой системе отсчета*. Расстояние между ними обозначим через r_0. Пусть P (фиг. 2.1) обозначает точку,



Фиг. 2.1.

в которой мы измеряем напряженность результирующего электрического поля $\mathbf{F}$, тогда

$$\mathbf{F}=\frac{Q}{r^2}\,\mathbf{r}^0+\frac{Q'}{r'^2}\,\mathbf{r}'^0. \tag{2.11}$$

Плотность энергии электрического поля в данном случае описывается формулой

$$\mathscr{E}_{\text{эл}}=\frac{1}{8\pi}\,|\,\mathbf{F}\,|^2=\frac{1}{8\pi}\left[\frac{Q^2}{r^4}+\frac{Q'^2}{r'^4}+2\,\frac{QQ'}{r^2r'^2}\cos\theta\right], \tag{2.12}$$

где θ — угол между векторами $\mathbf{r}$ и $\mathbf{r}'$. Формула для плотности массы принимает вид

$$\rho_m=\frac{\mathscr{E}_{\text{эл}}}{c^2}=\frac{1}{8\pi c^2}\left[\frac{Q^2}{r^4}+\frac{Q'^2}{r'^4}+2\frac{Q}{r^2}\,\frac{Q'}{r'^2}\cos\theta\right]. \tag{2.13}$$

В этой замечательной формуле первый член, очевидно, представляет вклад в массу M_0 первой частицы, а второй — вклад в массу M_0' второй частицы. Но *что означает третий член, содержащий перекрестное произведение* QQ'?

Чтобы внести ясность в этот вопрос, рассмотрим сначала интеграл от третьего члена в формуле (2.12) и обозначим его через $E_{вз}$:

$$E_{вз} = \int_{-\infty}^{\infty} \mathscr{E}_{вз}\, d\tau = \frac{1}{4\pi}\int (\mathbf{F}\mathbf{F}')\, d\tau =$$

$$= -\frac{1}{4\pi}\int \left(\frac{\partial V'}{\partial x} F_x + \frac{\partial V'}{\partial y} F_y + \frac{\partial V'}{\partial z} F_z\right) d\tau, \qquad (2.14)$$

где x, y, z — координаты точки P, $d\tau$ — элемент трехмерного объема, $(\mathbf{F}\,\mathbf{F}')$ — скалярное произведение.

Введем статический потенциал V' для заряда Q', нормированный с помощью обычного граничного условия ($V' = 0$ на бесконечности):

$$V' = \frac{Q'}{r'}. \qquad (2.15)$$

Интегрируя (2.14) по частям, находим

$$E_{вз} = -\frac{1}{4\pi} V'(F_x + F_y + F_z)\Big|_{-\infty}^{\infty} + \frac{1}{4\pi}\int V'(\nabla\mathbf{F})\, d\tau.$$

Здесь первый член равен нулю, а

$$(\nabla\mathbf{F}) = 4\pi\rho_{эл}, \qquad (2.16)$$

где $\rho_{эл}$ — плотность электрического заряда Q. **Тогда,** полагая, что $a \ll r_0$, получаем

$$E_{вз} = V'Q = \frac{Q'Q}{r_0}. \qquad (2.17)$$

Следовательно, мы имеем следующую теорему:

Полная энергия взаимодействия во всем ***пространстве*** *есть величина, обычно называемая* ***«потенциальной*** *энергией» двух зарядов Q и Q',* ***покоящихся в некоторой*** *системе отсчета.*

Это также означает, что полная масса, отвечающая третьему члену в формуле (2.12), пропорциональна потенциальной энергии двух зарядов Q и Q' и фактически распределена во всем пространстве:

$$M_{пот} = \frac{QQ'}{r_0 c^2}. \qquad (2.18)$$

Для двух точечных зарядов Q и Q', покоящихся в некоторой системе отсчета, мы можем заменить абстрактное математическое понятие потенциальной энергии физической моделью, в которой энергия распределена в пространстве в соответствии с распределением напряженности поля.

Далее, если мы хотим рассматривать задачу о движущихся зарядах, мы должны следовать подобному же методу и вычислять плотность энергии поля обеих взаимодействующих частиц. Члены, содержащие произведение QQ', будут непосредственно представлять энергию взаимодействия при любых расстояниях и любых скоростях. Энергия, распределенная в пространстве в соответствии с распределением напряженности поля, пропорциональна распределенной массе.

Рассмотрим, например, задачу о двух зарядах, когда первый из них Q' покоится в некоторой системе отсчета, а второй движется со скоростью v. Поле заряда Q' — это статическое поле, напряженность которого $\mathbf{F}'$ определяется по формуле (2.6), тогда как напряженность поля $\mathbf{F}$ движущегося заряда Q описывается хорошо известными релятивистскими формулами (см., например, [4]).

Тогда в этой специальной системе отсчета можно вычислить плотность энергии взаимодействия зарядов Q и Q' (члены, содержащие произведение QQ'), а также соответствующую плотность массы.

§ 5. *Где могла бы быть локализована масса, соответствующая потенциальной энергии?*

Рассмотрим задачу, в которой выполняются условия (2.4) и (2.5), и мы можем говорить о потенциальной энергии.

Масса, соответствующая потенциальной энергии, фактически распространена во всем пространстве как между зарядами Q и Q', так и вокруг них. Однако если мы более внимательно рассмотрим формулу

(2.13), то заметим, что перекрестный член (описывающий взаимодействие)

$$\rho_{m,\,\text{вз}} = \frac{QQ'}{4\pi c^2 r^2 r'^2} \cos\theta \qquad (2.19)$$

становится очень большим на заряженных сферических поверхностях, когда $r = a$ или $r' = a$. Это указывает на концентрацию массы вблизи зарядов и на значительное уменьшение плотности массы с увеличением расстояния. Эта концентрация, однако, не столь велика, как в формуле (2.8), она изменяется пропорционально r^{-2}, а не r^{-4}. Тем не менее мы можем ввести первое приближение подобно тому, как это делалось в § 3, и утверждать: *для сфер одинаковых радиусов $a \ll r_0$ в первом приближении массу, соответствующую потенциальной энергии, можно считать локализованной на взаимодействующих зарядах Q и Q' и распределенной между ними поровну.* Мы перепишем соотношение (2.10) для полных масс следующим образом:

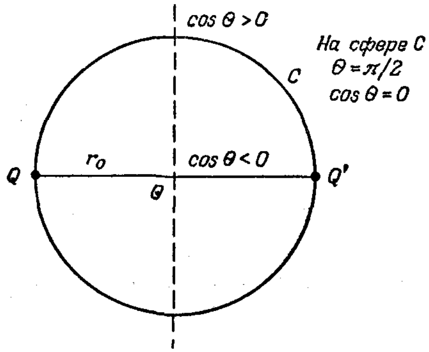
$$\left.\begin{aligned} M_g &= M_0 + M_{\text{эл}} + \frac{QQ'}{2r_0c^2}, \\ M'_g &= M'_0 + M'_{\text{эл}} + \frac{QQ'}{2r_0c^2}. \end{aligned}\right\} \qquad (2.20)$$

Распределение, даваемое формулой (2.19), полностью симметрично относительно r и r', и это оправдывает «равнораспределение» массы, если частицы имеют одинаковые размеры и форму.

Стоит, однако, обсудить некоторые подробности (фиг. 2.2). Из формулы (2.19) видно, что на больших расстояниях плотность массы (и энергии) приобретает определенный знак, когда θ мало и $\cos\theta$ равен почти единице. Будет ли на больших расстояниях знак минус или плюс, зависит от знака произведения QQ', и знак будет таким же, как в формуле (2.18). Однако следует заметить, что плотность $\rho_{m,\,\text{вз}}$ в формуле (2.19) равна нулю на сфере C диаметром, равным расстоянию между заряженными частицами Q и Q', в точках которой мы имеем $\theta = \pi/2$, $\cos\theta = 0$.

Внутри сферы C плотность $\rho_{m,\,\text{вз}}$ имеет противоположный знак.

Так или иначе, плотность $\rho_{m,\,\text{вз}}$ может иметь оба знака, и масса, соответствующая потенциальной энергии (как и сама потенциальная энергия), может быть положительной или отрицательной.



Фиг. 2.2.

Новые массы, вычисленные по формулам (2.20) для покоящихся частиц, должны быть хорошим первым приближением, если одна из частиц движется с малой скоростью v, так что поправки будут только порядка v^2/c^2.

§ 6. Случай многих взаимодействующих зарядов на малых расстояниях и при малых скоростях

Мы рассмотрели с некоторыми подробностями случай двух взаимодействующих электрических зарядов Q и Q'. Полученные результаты можно обобщить на случай диполя, квадруполя или мультиполя, взаимодействующих с точечным электрическим зарядом.

Рассмотрим, например, жесткую покоящуюся структуру, образованную некоторым числом зарядов Q', Q'', ..., $Q^{(n)}$ и взаимодействующую со свободным зарядом Q. Этот случай может соответствовать, например, кристаллической решетке, в которой движется свободный электрон. Предполагается, что заряды Q', Q'', ..., $Q^{(n)}$ имеют одинаковые радиусы a, электрически взаимодействуют между собой, и энергия этого взаимодействия составляет часть полной энергии (и массы) их жесткой структуры. Свободный заряд Q (также радиусом a) взаимодействует с каждым из зарядов $Q^{(j)}$, и половина соответствующей массы взаимодействия локализуется на Q, тогда как вторая половина — на каждом из зарядов $Q^{(j)}$. Назовем U потенциальной энергией всех этих взаимодействий:

$$U = \sum_{j=1}^{n} \frac{QQ^{(j)}}{r_j}, \qquad a \ll r_j. \tag{2.21}$$

Масса свободного заряда Q, взаимодействующего со структурой, становится равной

$$M_Q = M_0 + M_{эл} + \frac{U}{2c^2}. \tag{2.22}$$

В то же время имеется дополнительная масса $U/2c^2$ и на жесткой структуре. Это есть прямое обобщение формул (2.20).

Предположим теперь, что заряд Q движется с малой скоростью v. Тогда выражение для полной энергии частицы Q и структуры [в отличие от величины, даваемой формулой (2.3)] имеет вид

$$E_{полн} = \frac{M_0 + M_{эл} + U/2c^2}{(1 - v^2/c^2)^{1/2}} c^2 + \frac{1}{2} U. \tag{2.23}$$

Формулу (2.23) можно переписать в несколько ином виде:

$$E_{полн} = \frac{M_0 + M_{эл}}{(1 - v^2/c^2)^{1/2}} c^2 + U + \frac{U}{2}\left[\frac{1}{(1 - v^2/c^2)^{1/2}} - 1\right]. \tag{2.24}$$

Последний член в квадратных скобках есть новый член, соответствующий нашей теории, как непосредственно видно из сравнения формул (2.24), (2.3) и (2.10). В большинстве практических случаев он остается малым и формула Эйнштейна (2.3) является хорошим приближением.

Наша новая поправка могла бы стать заметной только при больших значениях скорости v и потенциальной энергии U, но (как уже отмечалось в § 4) при больших скоростях v требуется специальное рассмотрение. В соответствии со знаком U эта поправка может быть положительной или отрицательной. При этом анализе необходимо всегда остерегаться использования так называемых потенциалов, которые обычно определяются с точностью до произвольной постоянной (или функции) и непосредственно ведут к трудностям, связанным с «калибровкой» потенциалов.

Предположение, что новая масса распределена главным образом в электрическом поле во всем пространстве, удовлетворяет требованиям, предъявляемым как к преобразованиям Лоренца, так и к самому электромагнитному полю. Упрощенная модель, в которой дополнительная масса локализована на частице, должна рассматриваться только как приближение, позволяющее нам установить соответствие с классическими задачами.

§ 7. Случай неодинаковых частиц. Роль формы частиц

В § 4—6 мы предполагали, что все взаимодействующие частицы представляют собой сферы радиусом a, и это непосредственно привело к «равнораспределению» дополнительной массы между двумя взаимодействующими частицами [условие (2.20)].

Рассмотрим теперь более сложную задачу о двух неодинаковых частицах. Непосредственно видно, что заряды Q и Q' появляются только в виде их произведения QQ'. Симметрия поля взаимодействия по-прежнему не зависит от различия зарядов Q и Q'. Величины масс M и M', по-видимому, также не играют никакой роли (однако позже мы еще возвратимся к этому моменту). Распределение поля полностью симметрично относительно положения зарядов, но *граничные условия* зависят от *радиусов сфер a и a'*.

В нашем предыдущем анализе мы требовали выполнения условия

$$a = a' \ll r_0. \qquad (2.25)$$

Если же $a \neq a'$, то вся симметрия нарушается.

В то же время массы M и M' будут различны, поскольку различны электрические добавки в них. Предположим, например, что $a > a'$. Согласно формуле (2.9), мы получаем

$$a > a', \qquad M_{эл} < M'_{эл}. \qquad (2.26)$$

Поскольку область интегрирования несимметрична, мы не можем считать, что дополнительная масса, связанная с потенциальной энергией, распределяется между частицами поровну. Поле слабее вокруг частицы радиусом a с меньшей массой M. Кроме того, этой частице следует приписывать и меньшую массу, обусловленную взаимодействием, вследствие чего вместо формул (2.20) мы имеем

$$M_{вз} < \frac{QQ'}{2r_0c^2} < M'_{вз}. \qquad (2.27)$$

Пользуясь фиг. 2.2, рассмотрим заново анализ формулы (2.19). Плотность массы $\mathscr{E}$ точно равна $\rho_{m,\,вз}/c^2$ и имеет различные знаки в разных областях пространства. Это приводит к появлению гравитационного поля, соответствующего гравитационному мультиполю (а не точечной массе). Такие условия могут привести к гравитационному потенциалу тензорного характера, подобному полученному Эйнштейном или Дикке. Если вместо сферических мы рассматриваем заряженные частицы иной формы, то симметрия границ полностью нарушается, и предположение о равнораспределении массы, обусловленной взаимодействием, становится неверным.

Рассмотрим, например, случай, когда одна сферическая частица находится *внутри* закрытого металлического ящика. Ящик можно соединить с генератором Ван-де-Граафа и поддерживать в нем высокий потенциал V. При этом возникает весьма реальная проблема, связанная с тем, что масса, соответствующая энергии взаимодействия, может оказаться во много раз больше массы покоя частицы. Для электрона

$$m_0c^2 \approx 500\,000 \text{ эВ}.$$

Однако можно взять

$$V = 10 \text{ МВ}, \quad \text{тогда} \quad U_0 \approx 20 m_0 c^2.$$

Это уже не будет малой поправкой. Однако в таком случае получается полная асимметрия.

Пусть вначале ящик будет пустым, но снаружи вокруг него распределен большой заряд и имеется сильное электрическое поле. Масса, распределенная в этом поле, просто добавится к исходной массе ящика.

Введем теперь в ящик один электрон. Поле электрона будет единственным полем внутри ящика. Там нет поля, обусловленного взаимодействием зарядов, а следовательно, нет и энергии взаимодействия. Поле вокруг электрона такое же, как и вокруг свободного электрона в вакууме, и электрическая масса электрона не изменяется. На внутренней поверхности ящика возникает поверхностная плотность заряда, причем полный индуцированный заряд точно равен и противоположен заряду электрона. В свою очередь заряд, распределенный на внутренней поверхности, приводит к появлению противоположного заряда такой же величины, распределенного на внешней поверхности ящика. Поскольку внешнее поле увеличилось, увеличиваются его энергия и масса. Нет никакого сомнения, что в этом случае вся масса, обусловленная взаимодействием, локализована на ящике, и *практически* нет никаких изменений массы электрона, находящегося внутри. Случаи, когда вся дополнительная масса, соответствующая потенциальной энергии, сосредоточена на электродах и приборе, а масса электрона остается неизменной, представляют собой *реальные экспериментальные ситуации*; при этом имеет место полная асимметрия. При таких условиях соотношение (2.3) справедливо, но этот результат не является очевидным и не может быть общим. Это также доказывает, что предположение о локализованных массах — весьма грубое приближение. Моя беседа с Дикке очень помогла внесению ясности в этот вопрос.

§ 8. Обобщения. Квантовые проблемы

Следует быть осторожным в связи с трудностью определения потенциальной энергии и позаботиться о том, чтобы не смешивать ее с так называемыми потенциалами (электрическим или векторным), обычно используемыми в электродинамике. Эти потенциалы представляют 4-вектор и могут зависеть от координат x, y, z и времени t. Они определяются с точностью до произвольной функции и не имеют непосредственного физического смысла. Физический смысл имеют только их производные, представляющие компоненты напряженностей электромагнитного поля. Было бы бессмысленно связывать полную энергию системы с 4-вектором потенциалов. Хорошо известно, что использование векторных потенциалов ведет к проблеме «калибровочной инвариантности» и многим другим затруднениям.

В предыдущих параграфах предполагалось, что мы рассматриваем *статическую задачу* (в некоторой преимущественной системе отсчета), причем потенциальную энергию на бесконечно больших расстояниях можно было считать равной нулю и таким образом исключить даже произвольные постоянные. Наша потенциальная энергия была функцией только координат x, y, z и не зависела от времени t, определяемого в преимущественной системе отсчета.

Квантовые проблемы рассматривались Лэмбом, Бете, Швингером и другими, и результаты их приведены в книге Швингера «Квантовая электродинамика» [5]. Метод, который они использовали, приводит к введению поправок для затравочных масс частиц и называется «перенормировкой массы». Он приводит к отличным численным результатам. Квантовые эффекты включают электростатическую потенциальную энергию и все виды спиновых эффектов.

Настоящий анализ показывает, что *перенормировка массы* необходима не только в квантовой теории, но должна быть введена и в теорию относительности, что было совершенно упущено из виду ее основоположниками. Зоммерфельд и Дирак не учитывали этот момент, поэтому их формулы необходимо тщательно пересмотреть.

§ 9. Проблемы, возникающие на стыке классической и релятивистской механики

Проблема, которую мы обсуждали, является типичным примером трудностей, возникающих на стыке двух различных теоретических моделей. Общее рассмотрение таких проблем было сделано в [6] (гл. III—V). Вместе с тем эта проблема представляет особый интерес, поскольку некоторые из присущих ей особенностей, по-видимому, были упущены из виду основоположниками теории относительности.

Переход от классической механики к теории относительности можно рассматривать с двух точек зрения.

а) Считается очевидным, что *релятивистская механика* должна переходить в *классическую механику*, если скорость света c была бы бесконечной. Для релятивистской механики частиц это может быть математически верно, но физически такие рассуждения неправильны. Мы еще можем положить $c \to \infty$ в механике, но ни в коем случае не в электродинамике. Физик (независимо от того, экспериментатор он или теоретик) *не может изменить скорость света c*, которая является фундаментальной физической постоянной. Если мы в этом параграфе и говорили о «механике», то имели в виду только «систему частиц». В этом плане можно рассматривать задачи о движении атомов и молекул, но не задачи о распространении волн в сплошной среде.

б) Физик может исследовать свойства механических систем частиц только в случае, если их размеры и скорости малы [формулы (2.4) и (2.5)]. В таких системах запаздывания при распространении сигналов могут быть настолько малы, что ими можно пренебречь даже при конечной величине скорости света c.

Условия а) и б) фактически приводят к весьма различным следствиям. Рассмотрим, например, соотношение между массой и энергией (E — заданная величина):

$$E = Mc^2, \qquad M = \frac{E}{c^2}. \tag{2.28}$$

Используя условие а), получаем

$$M \to \infty \quad \text{при} \quad c \to \infty.$$

В случае же выполнения условия б) масса остается конечной.

Условие а) может удовлетворить математика, которого интересует только механика частиц, но физик не может принять его ни при каких обстоятельствах.

Условие б) имеет реальный физический смысл и обладает еще одним серьезным преимуществом. Оно соответствует низким частотам ν и, следовательно, очень малым квантам $h\nu$. Когда энергия системы E велика по сравнению с $h\nu$, мы фактически получаем классическую механику, где ни квантовые, ни релятивистские эффекты не могут играть серьезной роли.

Определение *потенциальной энергии* в классической механике основано на предположении, что при распространении любых сигналов запаздывания пренебрежимо малы. Такое предположение согласуется как с условием а), так и б). В релятивистской механике запаздывания могут оказаться большими и классическое определение становится неприменимым. Эта трудность преодолевается [формулы (2.4) и (2.5)] доказательством, что эту энергию следует уже рассматривать не как «потенциальную», а как вполне реальную, которую можно легко обнаружить в поле взаимодействующих частиц. Это доказательство было дано для случая электрического поля, но оно, очевидно, применимо и к большинству других полей.

Двойственность, о которой свидетельствуют условия а) и б) этого параграфа, на самом деле много глубже, чем кажется на первый взгляд. Мы фактически должны рассматривать *две различные области специальной теории относительности:*

а) *Релятивистскую механику системы частиц, в которой соотношение между массой и энергией* (2.1) *используется только для кинетической энергии,* тогда как потенциальной энергии вообще не отвечает масса. В приложениях этой теории большинство авторов используют «заданные скалярный и векторный потенциалы V и $\mathbf{A}$», не уточняя их определений. Мы рассмотрели соответствующие проблемы в § 8.

б) *Релятивистскую электродинамику.* Здесь мы имеем гораздо более исчерпывающее изложение, тщательно разработанное Эйнштейном и другими учеными. Соотношение между массой и энергией (2.1) применяется для любых видов энергии, и все уравнения согласуются с конечной величиной скорости света c. Так называемая механическая потенциальная энергия входит в энергию электрического поля, распределенную во всем пространстве вокруг электрических зарядов. Этого достаточно для того, чтобы ей отвечала масса, но теория ничего не говорит нам о том, где локализована эта масса.

Неизбежным является и еще один вопрос: в классической механике масса всегда положительна, энергия же (как только определен нулевой ее уровень) может быть как положительной, так и отрицательной. В классической механике выбор нулевого уровня энергии не имеет большого значения, но в теории относительности играет важную роль именно абсолютная величина энергии. Такое уточнение совершенно необходимо для соотношения между массой и энергией (2.1). Мы должны допускать возможность существования *отрицательных масс,* соответствующих отрицательным энергиям.

Литература

1. *Brillouin L.*, Compt. Rend., **259**, 2361 (1964).
2. *Brillouin L.*, Journ. Phys. Radium, **25**, 883 (1964).
3. *Brillouin L.*, Proc. Natl. Acad. Sci. USA, **53**, 475, 1280 (1965).
4. *Sommerfeld A.*, Electrodynamics, New York, 1952. (Русский перевод: *Зоммерфельд А.*, Электродинамика, М., 1958.)
5. *Schwinger J.*, Quantum Electrodynamics, New York, 1958.
6. *Brillouin L.*, Scientific Uncertainty, and Information, New York, 1964. (Русский перевод: *Бриллюэн Л.*, Научная неопределенность и информация, изд-во «Мир», 1966.)

3

ГРАВИТАЦИЯ И ТЕОРИЯ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ. АТОМНЫЕ ЧАСЫ

§ 1. Как распространяется гравитационное взаимодействие?

Вопрос о том, как распространяется гравитационное взаимодействие, мы уже поднимали в конце гл. 1, где отмечалось, что в настоящее время несомненным можно считать лишь одно: гравитационные возмущения должны распространяться со скоростью, не превышающей скорости света c:

$$v_g \leqslant c. \tag{3.1}$$

Эйнштейн же принял без каких-либо экспериментальных доказательств, что

$$v_g = c. \tag{3.2}$$

Это предположение требует пояснения.

Эйнштейн хотел свести всю физику к чистой геометрии; он полагал, что подходящим образом искривленный пространственно-временной мир дал бы возможность объяснить все физические законы, начиная от электромагнетизма и кончая гравитацией. Он сознательно поставил перед собой такую цель и работал над ее осуществлением в течение половины своей жизни. Для достижения этой цели Эйнштейн не мог ввести в своей теории две различные скорости v_g и c.

Но эта цель не была достигнута. Эйнштейн сумел блестяще связать неевклидову геометрию с теорией тяготения, однако построить *единую теорию поля* ему так и не удалось. Многие попытки такого построения не увенчались успехом то ли в силу недостаточной общности, то ли, наоборот, в силу чрезмерной общности, вводившей множество неизвестных произвольных условий. Так или иначе, но оказалось невозможным объединить эту геометрическую теорию с электродинамикой.

В настоящее время *очень немногие физики верят* в возможность построения такой единой теории. Если отказаться от мысли о ее существовании, то нет никаких оснований считать справедливым соотношение (3.2), и пока эксперименты не дадут долгожданного ответа, следует полагаться лишь на неравенство (3.1).

Дают ли эксперименты какой-либо ответ на этот вопрос? К сожалению, мы вынуждены прямо сказать: «Нет, не дают».

Однако еще хуже то, что, как теперь известно, в пустом пространстве, даже в совершенном вакууме, все виды других волн (волны де Бройля или Шредингера) распространяются *со всевозможными скоростями*. Мы имеем не просто одну скорость c, но почти бесконечное множество возможных скоростей. Как можно догадаться, какая из этих скоростей является скоростью распространения гравитационного взаимодействия? Существует много возможностей.

а) Мы можем считать, что гравитационные возмущения распространяются в виде действительных волн со скоростью $v_g \leqslant c$ при условии (Лаплас, Леверье), что эта скорость достаточно велика, чтобы не вносились возмущения в наблюдаемые движения небесных тел солнечной системы. Эти движения вычислялись для скоростей $v_g = \infty$, и *слишком малое значение* скорости v_g могло бы значительно видоизменить взаимодействие между планетами.

б) Вместо действительных волн мы можем иметь гравитационные возмущения, «растекающиеся» согласно *уравнению диффузии*. Уравнения для распространения тепла или диффузии содержат первые производные по времени $\partial/\partial t$ вместо вторых производных $\partial^2/\partial t^2$ в волновых уравнениях. Известно, что в таких уравнениях в начальный момент допускаются очень высокие (даже бесконечные) скорости. Это, конечно, следует исправить с учетом условий теории относительности. Но вместе с тем, по-видимому, трудно исключить возможность применения уравнения диффузии для описания распространения гравитационного поля.

в) Можно даже считать, что гравитационные возмущения распространяются в виде *волн де Бройля или Шредингера*! Ниоткуда не следует, что гравитационные волны не могут представлять собой ψ-волны квантовой механики. Каждая частица имеет свою ψ-волну и благодаря наличию массы является источником гравитационных волн; тогда почему не предположить, что ψ-волны передают гравитационные воздействия? Такое предположение может показаться странным, но поскольку мы совершенно ничего не знаем о гравитационных волнах, то отбрасывать его не следует.

г) Кроме того, можно предположить, что вместо волн испускаются «гравитоны» с неизвестными скоростями v_g!

Возможно, что Эйнштейн прав, и я лично склонен думать, что он сделал правильный выбор, но у нас нет экспериментальных доказательств. Прошло полстолетия с тех пор, как Эйнштейн сформулировал свое предположение, целых пятьдесят лет, в течение которых многие экспериментаторы упорно работали над этой проблемой, но они не смогли осуществить никакого экспериментального измерения этой скорости. Такое положение не может не вызывать беспокойства.

§ 2. Тяготение и общая теория относительности

Когда дело касается общей теории относительности, следует учитывать новые трудности, так как экспериментальное обоснование этой теории далеко не ясно. Бриджмен [1] писал: «Эйнштейн при построении общей теории относительности не сумел воспользоваться теми уроками, которые он сам же нам преподал, и той проницательностью, которую он нам продемонстрировал в своей специальной теории относительности».

Впервые Эйнштейн [2] применил анализ операций в его знаменитых рассуждениях, разъясняющих значение измерения длины и времени в двух системах отсчета, движущихся одна относительно другой с постоянной скоростью. Это явилось основой специальной теории относительности. Но когда он приступил к созданию общей теории относительности, то уже не придерживался подобного метода, а пытался угадать, как применить принцип относительности к законам тяготения и получить конечную величину для скорости распространения гравитационных сил. Сначала Эйнштейн использовал несколько примеров из анализа операций с целью ввести представление об *эквивалентности* гравитационного поля и поля ускорения, но затем он построил очень громоздкую математическую структуру, которая выходила далеко за пределы практических потребностей физики. Экспериментальных же доказательств эта теория имеет очень мало. Подобные замечания мы встречаем у Дикке [3].

Очень трудно составить четкое представление о той роли, которую играют произвольные «системы отсчета», «жесткие линейки» или «идентичные часы». В связи с этим мы снова обращаем внимание на наше согласие с Бриджменом ([1], стр. 319), чей анализ можно использовать как программу для предстоящего исследования. Мучительная и полная переоценка здесь совершенно необходима.

§ 3. Атомные часы, которых не мог предвидеть Эйнштейн

Начнем с одного очевидного слабого пункта: неполноты определения *идеальных часов*. Такое определение было невозможным в начале столетия, до того, как были открыты квантовая теория и атом Бора. У нас теперь есть определение, основанное на втором постулате Бора [4]:

$$\Delta E = h\nu. \tag{3.3}$$

Соотношение (3.3) связывает частоту ν (измеренную в системе отсчета, в которой покоится атом) с энергией перехода ΔE между уровнями атома E. Запишем тут же и соотношение между массой и энергией:

$$\Delta E = \Delta (mc^2). \tag{3.4}$$

Таким образом, энергия, масса и частота — одна физическая сущность[1]. Предполагается, что идеальные часы имеют стабильную частоту ν, в качестве источника которой мы выбираем (в соответствии с международными соглашениями) наиболее устойчивую атомную структуру, какая только нам известна из эксперимента, — атом цезия. При этом выбирается особая спектральная линия и очень тщательно определяются условия наблюдения. Такие часы в сущности представляют собой *эталон частоты.*

Для получения субгармоник более низкой частоты можно использовать методы деления частоты. Это достигается при помощи усилителей, в которых используются лазеры, связанные с нелинейными устройствами. Роль электронных приборов, осуществляющих умножение и деление частоты, подобна роли зубчатого колеса в механических часах. Такие технические устройства сначала были построены для низких частот и использовались для сравнения низких частот механических приборов с высокими частотами колеблющихся пьезоэлектрических кристаллов. Затем было открыто, что низкочастотный вибратор может управляться кварцевым осциллятором, колеблющимся на частоте очень высокой гармоники механического вибратора. С кварцевого осциллятора этот метод постепенно распространили на более высокие частоты — сначала на далекую инфракрасную область, затем на область видимых частот и, наконец, на начало ультрафиолетовой области.

Официально сообщалось, что точность цезиевых часов достигает 10^{-11}, т. е. их ошибка составляет одну

---

[1] Лучше сказать, во избежание кривотолков: связанные между собой физические сущности. — *Прим. ред.*

секунду за три столетия, но, по-видимому, эту точность можно увеличить до 10^{-13} (ошибка в одну миллисекунду за столетие).

Более высокая точность получается при использовании эффекта Мессбауэра, когда атом в кристалле испускает γ-лучи. Такой эталон частоты использовался Паундом в его замечательных экспериментах, выполненных в Гарварде (1959—1965 гг.) вместе со Снайдером и другими сотрудниками [5]. Атом, покоящийся в массивном кристалле, мог испускать γ-лучи с относительным постоянством частоты по крайней мере 10^{-16}. Однако в настоящее время еще нельзя связать это явление с атомными часами, работающими на оптических частотах, так как мы пока не знаем, как построить лазеры и преобразователи для частот, начиная с ультрафиолетовой области и кончая γ-лучами. Можно надеяться, что в ближайшем будущем технические усовершенствования позволят построить *мессбауэровские часы с точностью хода* до 10^{-16} (ошибка в одну микросекунду за столетие).

Зачем Паунду понадобился эталон частоты столь невероятной точности? Он хотел проверить одно из предсказаний эйнштейновской общей теории относительности, так называемое гравитационное красное смещение. Этот эффект был проверен с точностью до 1% для очень малых разностей гравитационного потенциала, отвечающих разности высот всего 22 м (над земной поверхностью). Такой успех был воспринят, как замечательное подтверждение теории Эйнштейна. Мы обсудим этот эффект позже и покажем, что ему можно дать другое объяснение. Предсказание было совершенно правильным, но его можно интерпретировать иначе. Эффект Мессбауэра также представляет собой великолепный пример выполнения требования, которым обычно пренебрегают: чтобы система отсчета при выполнении физических экспериментов находилась в покое, она должна быть очень массивной. Этот важный вопрос рассматривается в гл. 4.

Встречающаяся в качественных рассуждениях Эйнштейна и Минковского временная переменная имеет произвольные определения в различных условиях. Мы же определяем смысл атомных часов как часов, измеряющих *собственное время* в лаборатории, в которой *они покоятся.*

§ 4. Атомные часы — не эйнштейновские часы

Большое значение определения атомных часов обусловлено не только их фантастической точностью (самой высокой, какая когда-либо была достигнута в физике), но также и тем, что они дают возможность установить связь между теорией относительности и квантовой теорией. Такое определение является *физической основой* для любого анализа поведения часов при любых возможных возмущениях. Эйнштейн пытался угадать, как ход часов зависит от гравитационного потенциала. Мы же имеем возможность рассматривать этот вопрос, исходя из общих законов квантовой теории.

Прежде всего отметим, что атомные часы позволяют очень точно определить *одну определенную частоту.* Они представляют собой *эталон частоты.* В работах Эйнштейна, по предположению, используются источники чрезвычайно коротких сигналов, и часы точно измеряют промежутки времени между их посылкой и возвращением к наблюдателю. Одним словом, *часы Эйнштейна являются элементом радарной системы,* и поэтому условия, необходимые для их работы, весьма отличны от условий работы эталона частоты. Хорошо известно, что для излучения очень коротких импульсов необходимо использовать очень широкую полосу частот, а не просто одну частоту. Условия, необходимые для точного излучения данного импульса, гораздо строже и значительно сложнее, чем условия для поддержания определенной частоты эталона.

Вернемся теперь снова к рассмотрению квантовых и релятивистских условий (3.3) и (3.4), представляющих собой *фундаментальную основу всех физических наук.* Мы не беремся объяснить смысл этих соотношений. Он для нас мало понятен. Ни одна теория (по крайней мере в настоящее время) не в состоянии объяснить нам, почему эти соотношения именно такие и как их можно понять. Эти тождества:

$$\text{энергия} \equiv \text{масса} \equiv \text{частота}$$

$$\begin{array}{ccc} & h\nu & \\ /\!\!/ & & \backslash\!\!\backslash \\ E & = & Mc^2 \end{array} \tag{3.5}$$

с точностью до двух констант c и h — итог всех законов физики, и их невозможно вывести ни из одной существующей в настоящее время теории или модели. Это не результат, а исходный пункт нашего мышления. Смысл этой «троицы» все еще находится в глубокой тайне.

В своей знаменитой работе, посвященной атому водорода, Бор [4] сделал два фундаментальных предположения:

1) сформулировал несколько условий, определяющих устойчивые энергетические уровни;
2) сформулировал постулат (3.3) для частоты ν, испускаемой или поглощаемой при переходе атома из одного энергетического состояния в другое.

Этот второй постулат Бора выдержал все бури, связанные с открытиями в физике за последние 55 лет. Не стоит снова подводить итог этому невероятному периоду истории науки, читателю можно лишь рекомендовать прочесть замечательную статью Вайскопфа [6]. Подчеркнем, что боровское условие 1) для устойчивых энергетических уровней с того времени, как оно было сформулировано, видоизменялось сотни раз, и его все еще необходимо почти каждый год приспосабливать к новым экспериментальным открытиям. Однако все фундаментальные законы, найденные до настоящего времени, соответствуют следующим правилам:

1) Устойчивые энергетические состояния существуют на всех иерархических уровнях материи, хотя критерий устойчивости может изменяться, а сами состояния могут иметь неизвестную продолжительность.

2) Условие Бора (3.3) всегда дает частоту испускаемого или поглощаемого излучения.

Условие 1) является настолько важным, что нам следует обсудить его сразу и процитировать некоторые выдержки из статьи Вайскопфа. Он напоминает нам о существовании трех разделов спектроскопии:

I. Атомная или молекулярная спектроскопия с областью частот вплоть до частот рентгеновских лучей (так называемая электронная спектроскопия).

II. Ядерная спектроскопия, включающая γ-лучи и радиоактивность.

III. Спектроскопия резонансных (или возбужденных) частиц, открытых с помощью мощных ускорителей или в космических лучах.

Во всех этих разделах спектроскопия имеет дело с системами стабильных энергетических уровней. Переход с одного уровня на другой может соответствовать испусканию одной частицы[1]) с полной энергией ΔE (энергия покоя M_0c^2 плюс кинетическая энергия) либо излучению фотонов или нейтрино с нулевой массой покоя.

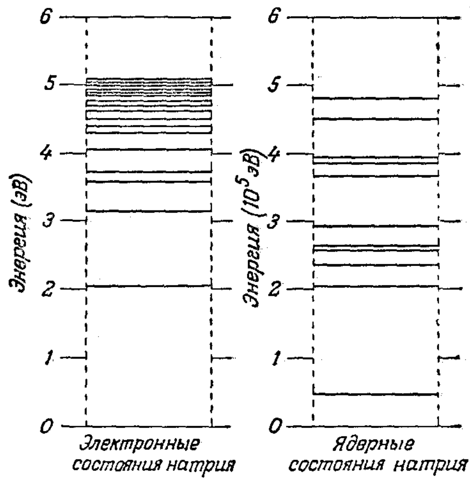
Проиллюстрируем эти утверждения с помощью нескольких диаграмм, заимствованных из замечательной статьи Вайскопфа. На фиг. 3.1 изображены энергетические уровни натрия: атомные (слева) и ядерные (справа). Поразительно и по существу неожиданно то, что в обоих случаях существуют узкие энергетические уровни и что переход с одного энергетического уровня на другой дает характеристическую частоту атома. Электронные состояния вычислены в одноэлектронном приближении квантовой теории, ядерные состояния — путем квантования энергии системы протона и нейтрона внутри ядра (это представляет значительно более трудную теоретическую задачу). Тем не менее мы получаем совокупности дискретных энергетических уровней сходного характера. Это следует

---

[1]) Или нескольких (например, резонансных) частиц. — *Прим. ред.*

подчеркнуть в связи с нашим анализом атомных часов.

Насколько необычайно ценна информация, которую заключают в себе такие диаграммы, можно видеть из фиг. 3.2, где представлены ядерные энергетические уровни изотопа бора $_5B^{10}$ и изображен ряд

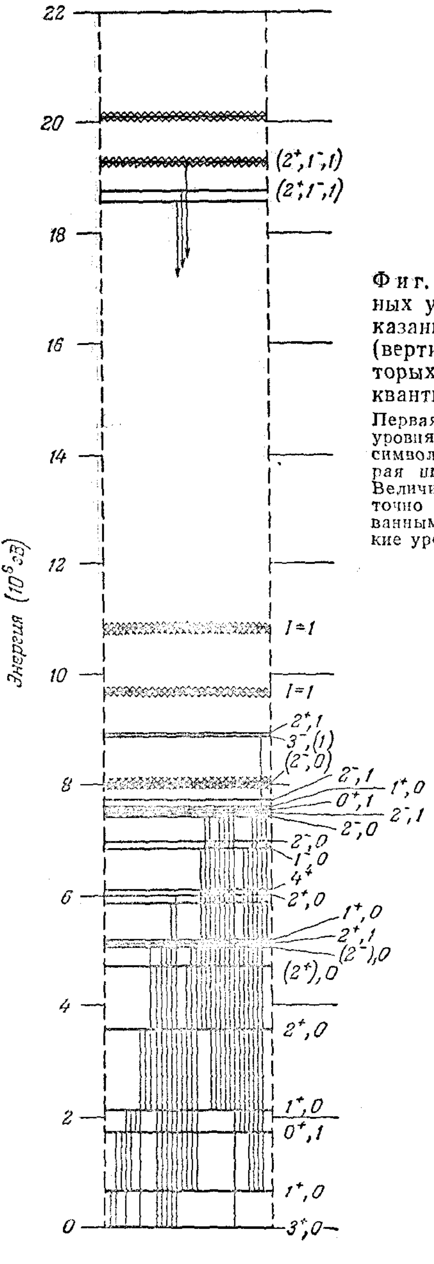


Фиг. 3.1. Диаграммы атомных и ядерных уровней натрия имеют сходный характер.

Атомные уровни (слева) представлены на диаграмме в электронвольтах, а ядерные уровни (справа) — в единицах, в 10^5 раз бóльших.

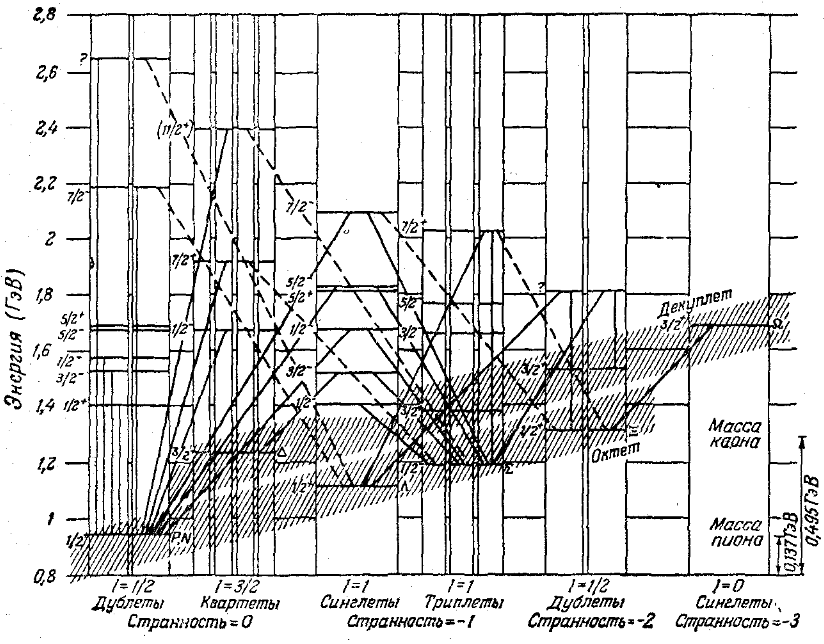
переходов (больше тридцати), соответствующих излучению квантов высоких энергий.

В дополнение к этим диаграммам, относящимся к атомной спектроскопии (электронные состояния) и ядерной спектроскопии (ядерные состояния), на фиг. 3.3 изображена типичная диаграмма возбужденных состояний для частиц высоких энергий, создаваемых с помощью мощных ускорителей. Здесь снова видны четкие энергетические уровни и многочисленные экспериментально наблюдаемые переходы. Эта схема представляет собой замечательный пример квантовой классификации, но в настоящее время мы



Фиг. 3.2. На диаграмме ядерных уровней бора $_5B^{10}$ [6] показаны основные переходы (вертикальные линии), при которых испускаются гамма-кванты.

Первая цифра справа возле каждого уровня обозначает спин, следующий символ (+ или −) — четность, вторая цифра — изотопический спин *I*. Величины, взятые в скобки, еще точно не установлены. Заштрихованными полосами отмечены широкие уровни.



Фиг. 3.3. Диаграмма барионных уровней нуклонов (P, N) и различных их возбужденных состояний [6].

Состояния распределены по столбцам соответственно *их мультиплетности* и странности. Символом I обозначен изотопический спин; мультиплетность равна $2I+1$. Странность — специфическая квантовая характеристика. Основному состоянию на диаграмме отвечает энергия 0,938 ГэВ, равная массе покоя протона. Числа слева от уровня указывают спин и четность (+ или −). Символы *справа обозначают* состояния. Некоторые переходы с испусканием пионов показаны сплошными *линиями*. Переходы с излучением фотонов не показаны; они обычно совпадают с переходами, при которых испускаются нейтральные пионы. Штриховыми линиями обозначены переходы, вызванные слабым взаимодействием, с испусканием пар лептонов или мюонов. Переходы возможны из любого члена одного мультиплета *в любой член другого; для простоты* показан только один такой переход для каждой пары состояний. Массы пионов и каонов показаны справа. Состояния в октете и декуплете обладают определенной внутренней симметрией. Для каждого показанного на диаграмме барионного состояния имеется антибарионное состояние; таким образом, существует аналогичная схема уровней антибарионов.

не располагаем какой-либо законченной теорией, объясняющей существование таких уровней. За более подробной информацией по этому вопросу мы отсылаем читателя к статье [6].

Из сказанного можно сделать вывод: наличие *четких дискретных энергетических уровней* — это общее правило для атомных или ядерных состояний и даже для состояний элементарных частиц. Объяснение этих энергетических уровней и их теоретическая интерпретация пока что не являются законченными.

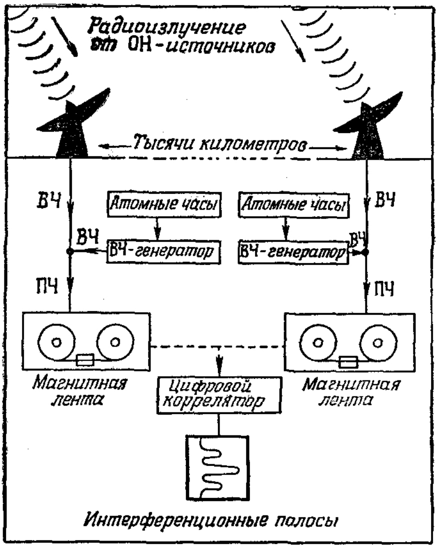
§ 5. Точность и надежность атомных часов

Атомных часов, в которых используется эффект Мессбауэра, как уже сказано, пока что не существует. Но они в конечном счете будут созданы в погоне за все более высокой точностью.

Атомные часы, в которых используются наиболее подходящие спектральные линии оптического диапазона, позволяют получить точность не хуже 10^{-12}—10^{-13}. Это означает, что их ошибка меньше одной миллисекунды в столетие.

Используя эффект Мессбауэра, Паунд продвинулся намного дальше — в его опыте ошибки были меньше, чем 10^{-16}, т. е. составляли доли микросекунды в столетие. Чтобы построить часы, в которых используются эти чрезвычайно узкие линии, следовало бы преодолеть много технических трудностей. Во-первых, следовало бы разработать целый ряд умножителей и делителей частоты, охватывающих область от оптических и до частот γ-лучей. Во-вторых, потребовался бы целый ряд лазеров и нелинейных оптических приборов, которые пока еще могут работать не далее, чем в ультрафиолетовой области. Будем надеяться, что разработка таких устройств будет осуществлена в не очень далеком будущем. Это позволило бы нам выполнить много важных экспериментов и определенно сказать, как оценивать теорию относительности.

Существующие в настоящее время часы, основанные на оптических частотах, уже дают замечательную точность. Рассмотрим, например, некоторые задачи радиоастрономии (фиг. 3.4). Было обнаружено, что гидроксильные радикалы (OH) в далеком космосе испускают излучение с частотой около 1665 МГц. Это происходит при весьма странных обстоятельствах,



Фиг. 3.4. Радиоинтерферометр с большой длиной базы состоит из двух радиотелескопов, отстоящих друг от друга на тысячи километров.

Записи сигналов на магнитных лентах, синхронизированные с помощью атомных часов, сравниваются на вычислительной машине с целью обнаружения интерференционных полос [3].

очень озадачивающих астрономов. Такое излучение исходит из некоторых областей (зон H II), расположенных вблизи очень горячих звезд, в которых водород почти полностью ионизирован. Эти зоны расположены вблизи экватора Галактики. В спектрах поглощения и испускания (OH) имеются четыре линии, обусловленные сверхтонким расщеплением вращательных уровней. Любопытно, что относительные интенсивности этих четырех линий не согласуются с предсказаниями квантовой теории. Доплеровское смещение показывает, что (ОН)-группы движутся к центру Галактики со скоростью около 40 км/сек, тогда как атомы водорода движутся в противоположном направлении со скоростью около 50 км/сек. Размеры излучающих областей настолько малы, что требуется применение интерферометра с очень большой базой, состоящего из двух радиотелескопов, расположенных на расстоянии многих тысяч километров (от Калифорнии до Норвегии). Между ними невозможно установить непосредственную связь, но ими можно управлять и их работу синхронизировать с помощью двух атомных часов. Для обнаружения интерференционных картин записи производятся на магнитную ленту, а затем сравниваются с помощью вычислительной машины. Этот эксперимент является выдающимся достижением и свидетельствует о необычайной надежности атомных часов.

Литература

1. *Bridgman P. W.*, Reflections of a Scientist, Philosophical Library, New York, 1955.
2. *Einstein A.*, Ann. Phys. [4] **17**, 133 (1905). (Русский перевод: *Эйнштейн А.*, Собрание научных трудов, т. 3, М., 1965, стр. 92.)
3. *Dicke R. H.*, Phys. Today, **20**, 55—70 (1967). В этой статье приведены многочисленные ссылки на оригинальные работы.
4. *Bohr N.*, Phil. Mag., **26**, **476**, 857 (1913). (Русский перевод: *Бор Н.*, Избранные научные труды, т. 1, М., 1970.)
5. *Pound R. V.*, *Snider R. L.*, Phys. Rev., **140 B**, 788 (1965).
6. *Weisskopf V. F.*, Sci. Amer., **218** (5), 15 (1968).

4

О КРАЙНЕ НЕОБХОДИМОМ РАЗЛИЧЕНИИ МАТЕМАТИЧЕСКИХ СИСТЕМ КООРДИНАТ И ФИЗИЧЕСКИХ СИСТЕМ ОТСЧЕТА

§ 1. Введение. Мнения Бора и Пуанкаре

Экспериментальная наука начиналась с классической механики. Наш способ мышления и наши определения до сих пор в значительной мере основываются на механике; мы используем ее язык для описания результатов наших экспериментов, поскольку все эти эксперименты выполняются с помощью макроскопических приборов.

Приведем здесь очень ясно выраженные мысли Бора [1] по данному вопросу:

> «Главное состоит в признании того, что описание экспериментальных установок, а также результатов наблюдений должно быть выражено на обычном физическом языке, для которого характерна тщательность определений. Это — простая логическая необходимость, поскольку слово «эксперимент» означает лишь некоторую процедуру, о которой мы можем сообщить другим, что́ мы сделали и что́ мы получили в результате».

Экспериментальные установки изготовляются из прочных и жестких материалов и достаточно массивны, благодаря чему их положение и скорость можно определять вполне классически, не учитывая принципа неопределенности Бора и Гейзенберга.

В других работах Бор [2] очень хорошо разъясняет ход мыслей, благодаря которым он пришел к идеям «соответствия» и «дополнительности». Мы не будем пересказывать эти классические рассуждения, однако хочется в явном виде выделить следующее утверждение Бора: линейки, используемые нами для измерения расстояний, и часы, с помощью которых мы измеряем время, должны иметь большую массу для того, чтобы на их свойствах не отражалась квантовомеханическая неопределенность.

Этот существенный момент был упущен из виду основоположником классической механики и не учтен Эйнштейном в его теории относительности; необходимо заново и тщательно исследовать следствия этого положения в применении к упомянутым теориям.

В одной из своих «красных книжечек», справедливо считаемых выдающимися, Пуанкаре [3] следующим образом высказывается об основах механики:

> «Англичане изучают механику как экспериментальную науку. На континенте ее всегда рассматривают как более или менее априорную и дедуктивную науку. Не стоит и говорить о том, что англичане правы...
>
> С другой стороны, если принципы механики не имели другого источника, кроме эксперимента, то они, следовательно, являются лишь приближенными и временными.
>
> Новые эксперименты могут однажды вынудить нас изменить или даже отбросить их».

Пуанкаре настаивает на том, что ученый должен основываться не на произвольных определениях, а на некоторых соглашениях, представляющих собой итог эмпирических фактов; он утверждает:

> «Соглашения — да; произвольные соглашения — нет. Они стали бы произвольными, если бы мы упустили из виду эксперименты, которые привели основателей науки к их принятию».

На такой же точке зрения стоит Зоммерфельд [4]. Вспомним предостережение, которое делают по поводу путей развития науки, и отрицательное отношение к аксиомам или постулатам, выдвинутым априори.

Метод логики, состоящий в постулировании аксиом, совершенно чужд экспериментальной науке. Она исходит из результатов опыта, которые можно кодифицировать (возможно, с некоторой долей произвола) с целью формулировки рабочих гипотез; эти гипотезы, в случае необходимости, могут видоизменяться в соответствии с данными экспериментов.

В любом случае вера в их неограниченную истинность была бы крайне наивной. Эти гипотезы (называемые «законами» или даже «принципами») применимы только в определенных пределах, в определенной области; дальнейшие эксперименты выявляют границы этой области (см. [5], ч. 1).

§ 2. Классическая геометрия, кинематика. Классическая динамика

Изложение классической механики принято начинать со *статики*, которая представляет собой ветвь геометрии. Здесь силы рассматриваются как векторы и отсутствуют понятия массы и движения; статика имеет многочисленные применения при строительстве мостов и в архитектуре. За нею следует кинематика, в которой геометрические понятия объединяются с понятием времени, производится изучение траекторий и описание движений (без всяких попыток предсказывать эти движения).

В кинематике используются обычные абстракции классической геометрии: точки, не имеющие размеров, бесконечно тонкие кривые, поверхности, не имеющие толщины, и т. д. Соединение геометрии и времени позволяет вести определения скоростей, ускорений, изменения систем координат и др.

В основе классической механики лежит гипотеза об «абсолютном» времени. В релятивистской кинематике вместо него вводят относительные времена.

Обратим внимание на один важный момент: кинематика не имеет дела с понятиями массы или силы. Массы и силы появляются только в динамике.

Законы динамики восходят к Ньютону. Краткое, но глубокое обсуждение этих законов можно найти в «Механике» А. Зоммерфельда [4].

Вспомним три принципа динамики:

1. Равномерное и прямолинейное движение в отсутствие каких-либо внешних сил.
2. Изменение количества движения (или импульса) под действием внешней силы $\mathbf{f}$:

$$\mathbf{p} = m\mathbf{v}, \qquad \dot{\mathbf{p}} = \mathbf{f}.$$

3. Равенство действия и противодействия.

Третий принцип нередко приводят только для того, чтобы признать его на словах, после чего он игнорируется.

Одних законов движения недостаточно для полного определения траектории материальной точки. Для того чтобы достичь полноты, следует задать (или, лучше сказать, *измерить*) ***начальные условия***. Математик при обсуждении принципов динамики обычно упускает из виду этот момент. Мы уже подчеркивали в [5] (гл. VI и VII), что:

а) законы движения обратимы, они инвариантны по отношению к обращению знака времени;

б) начальные условия необратимы, потому что при инверсии времени изменяется знак скорости.

Следовательно, *аналитическая механика в целом необратима.*

§ 3. Системы отсчета в классической механике

Давайте затронем деликатный вопрос, указанный в заглавии. Обычно на эту тему говорят немного. Большинство авторов принимают геометрические и кинематические определения, заключающие в себе нереалистическую идеализацию, и непосредственно переходят к различным приемлемым преобразованиям: покоящейся системе осей, равномерно движущейся системе осей и рассматривают принцип относительности в классической или релятивистской механике (см., например, [4]). В ходе этого обсуждения игнорируют третий закон Ньютона; кроме того, забывают также о начальных условиях.

Рассмотрим этот вопрос более подробно. Для запуска какого-либо снаряда требуется машина — катапульта, ружье или пушка. Эта машина связана с системой отсчета. Машина испытывает отдачу, поэтому система отсчета, не имеющая массы (идеал геометров), улетела бы прочь! Нам же нужна неподвижная и устойчивая система отсчета, для чего ее необходимо наделить *бесконечной массой*. Таким образом, мы приходим к выводу, что положения Бора, приведенные в § 1, имеют значение даже для классической механики[1].

При обсуждении классического принципа относительности сравнивают две *системы отсчета* S_1 *и* S_2, имеющие относительную скорость v. Начальная скорость снаряда относительно этих систем отсчета равна соответственно v_1 и $(v_1 - v) = v_2$. Обе системы отсчета испытывают в момент запуска отдачу, но различную. Благодаря этому относительная скорость систем отсчета, имеющих конечные массы, изменится, в противном случае будет нарушен принцип относительности. Вместо запускающей машины можно рассматривать ракету; в этом случае задача становится более сложной, так как наш «снаряд» расщепляется на две части, разлетающиеся в противоположные стороны.

Теперь сделаем следующий шаг. Мы предполагали наличие двух систем отсчета S_1 и S_2, имеющих «заданную» относительную скорость v. Однако вспомним, что в процессе научного исследования ничто не является «заданным», *все должно быть измерено*. Некоторые величины могут быть заданы только в задаче, *даваемой* учителем на экзамене. Как же фактически можно *измерить скорость* v? В первой системе отсчета S_1 мы оборудуем физическую лабораторию и

[1] В этом рассуждении, чтобы можно было применить третий закон Ньютона, предполагается, что машина связана с системой отсчета, в которой она покоится. Но можно взять вторую систему отсчета, неподвижную относительно первой, хотя и не связанную с нею механически. Тогда ничего трагического не произойдет: эта последняя система отсчета не «улетит прочь». — *Прим. ред.*

посылаем какие-нибудь сигналы (например, оптические) в сторону системы S_2. Затем измеряем время задержки сигнала или доплеровский сдвиг частоты и на основе этих наблюдений вычисляем скорость v. В прошлом веке считали само собой разумеющимся, что такого рода измерения можно выполнять, не изменяя состояний движущихся систем. Как теперь известно, квант $h\nu$ имеет массу $h\nu/c^2$ и импульс $h\nu/c$. Система S_1 испытывает отдачу при испускании фотона, а система S_2 — отдачу при столкновении с этим фотоном и при последующем его отражении в обратном направлении.

Когда фотон возвращается к системе S_1 и сталкивается с ней, он снова вносит возмущение в состояние ее движения. Поэтому в процессе измерения скорость v системы S_2 относительно системы S_1 изменяется, если только массы M_1 и M_2 обеих систем не будут очень велики; практически же достаточно считать, что они во много раз больше массы $h\nu/c^2$ фотонов, участвующих в измерении.

Полученные выводы фактически являются весьма частным случаем соотношений неопределенности Бора — Гейзенберга и общего положения, гласящего, что всякое экспериментальное измерение означает некоторое возмущение. Другой аспект этих проблем будет рассмотрен в гл. 5 при обсуждении эффекта Доплера.

Итак, выполнение принципа относительности в его обычной формулировке требует, чтобы системы отсчета были очень массивными.

Исследуем теперь другую роль, которую играет третий принцип динамики. Пусть дано некоторое силовое поле и найден его потенциал [4]. Сила задана как функция координат x, y, z и описывает *действие* на снаряд. А к чему приложено *противодействие*? Очевидно, к системе отсчета $OXYZ$. Эта система должна оставаться в покое, следовательно, ее масса должна быть бесконечной!

Не подчеркнув этого основного факта с полной ясностью, Зоммерфельд [4] сразу переходит к рассмотрению гравитационного поля Земли, причем

Земля считается неподвижной и невращающейся; здесь Земля как раз и играет роль той самой практически бесконечно большой массы, о которой мы только что говорили.

Подведем итоги. Система отсчета ни в коей мере не представляет собой какую-либо идеальную геометрическую конструкцию; это некоторая массивная лаборатория, сделанная из твердых тел, имеющих огромную массу — значительно большую, чем массы тел, движение которых изучается. Если масса системы отсчета будет недостаточно велика, то она не будет вполне устойчивой — в ней появятся эффекты типа приливов и отливов и легко будет заметен эффект действия и противодействия.

Могут сказать, что мы открываем Луну. Никоим образом! Мы открываем только тот факт, что нельзя «Луну» игнорировать в одной части рассуждений и строго учитывать в другой.

Использование ускоренных систем отсчета усиливает нашу аргументацию. Как следует понимать систему отсчета S_2, равномерно вращающуюся относительно неподвижной системы S_1? Чтобы придать системе S_2 физический смысл, следует представить ее в виде очень тяжелого и обладающего большой инерцией маховика, несущего на себе очень легких наблюдателя и его движущиеся приборы. Если это условие не будет выполнено, то любое смещение некоторой массы m во вращающейся системе отсчета изменит момент инерции этой системы и повлечет заметное изменение ее угловой скорости ω. Маховик должен иметь бесконечно большой момент инерции — только в этом случае мы можем считать, что величина ω остается постоянной при произвольных перемещениях наблюдателя и его приборов. Действие (на движущиеся приборы) равно противодействию (на вращающуюся систему отсчета). Влиянием противодействия можно пренебречь только тогда, когда масса системы отсчета бесконечна.

Эти условия с избытком реализуются для лабораторий, расположенных на Земле. Ситуация в ускоренной системе отсчета приблизительно такая же, как в гравитационном поле. Тяжелые тела, наблюдаемые с Земли, находятся в гравитационном поле, к действию которого добавляются также эффекты, связанные с вращением. Действие на яблоко Ньютона или на наш снаряд равно противодействию, приложенному к Земле.

§ 4. Действие и противодействие в теории относительности

В классической механике предполагается, что все вышеупомянутые воздействия распространяются мгновенно на любое расстояние. В теории относительности требуется, чтобы скорость передачи взаимодействий была бы меньше или равна скорости света *c*.

Здесь нам следует быть очень внимательными! По-видимому, разумно предположить, что распространение гравитационого поля в вакууме подчиняется некоторому всеобщему универсальному закону. А как следует представлять себе распространение поля ускорения, обусловленного вращением? Эта проблема связана главным образом с упругими свойствами маховика. Когда мы прикладываем к оси маховика пару сил, желая привести его в движение, то эти силы вызывают в первую очередь упругую деформацию материала, из которого сделан маховик. Вначале эта деформация сконцентрирована в окрестности оси маховика, а затем распространяется по направлению к его периферии. По-видимому, нет никаких разумных оснований или оправдания для того, чтобы считать механизм распространения поля ускорения, обусловленного вращением, универсальным, как в случае гравитационного поля в вакууме. Скоростью этого процесса является скорость распространения упругих волн, которая значительно меньше *c*. Вряд ли имеет смысл говорить о каких-либо осях вращения в вакууме. Нейтральное космическое тело не «чувствует» вращения ни Земли, ни Солнца, ни удаленных звезд[1]. Планеты не «ощущают» вращения Солнца.

В основу своей общей теории относительности Эйнштейн положил *принцип эквивалентности*: гравитационное поле и поле ускорения, обусловленное вращением системы координат, имеют одну и ту же природу. Это положение, по-видимому, нельзя считать обоснованным. Между двумя упомянутыми явлениями есть много общего, но имеются и существенные различия.

Сдвиг, происходящий внутри Земли, вызывает появление упругих волн, которые распространяются по направлению к поверхности планеты и воспринимаются нами как землетрясение. До этого момента процесс сходен с тем, что происходит при приведении в движение маховика.

Но это еще не все. Смещения масс внутри Земли вызывают также гравитационные волны, распространяющиеся в пространстве во все стороны от нашей планеты. Действие упомянутого возмущения может сказаться на всех телах и планетах, даже сильно удаленных.

Это дальнодействие определяется некоторой *универсальной постоянной* (постоянной Ньютона), которая не играет никакой роли во вращающихся системах отсчета. Принцип эквивалентности — в том виде, в каком он был сформулирован Эйнштейном при создании его теории — не получает поддержки и далее, при обсуждении действительной роли кривизны Вселенной. Поэтому возникает естественный вопрос: действительно ли эквивалентность является фундаментальным свойством и не представляет ли принцип эквивалентности некоторую экстраполяцию далеко за пределы экспериментальных фактов?

---

[1]) Сейчас вновь стали рассматриваться старые идеи Маха, касающиеся происхождения понятия массы. Эти идеи все еще очень неясны и не подтверждены экспериментом. Мы оговорили, что тело является «нейтральным», потому что при вращении заряженных тел или магнитов возникают дальнодействующие электромагнитные поля.

Эйнштейн утверждал, что скорость гравитационных волн равна скорости света *c*. Однако за последние 50 лет этому предположению не было найдено *ни одного экспериментального* подтверждения. Кто знает, может быть гравитационное поле распространяется со скоростью, значительно меньшей *c*, или даже растекается подобно диффузионным или тепловым потокам (см. гл. 3)!

Что касается распространения действия и противодействия, Эйнштейн стал на принадлежащую Фарадею точку зрения *реального существования полей.* Поле, распространяющееся через пустое пространство или через вещество, состоит из волн, имеющих конечную скорость; эти волны можно характеризовать, кроме полевых величин, также четырехмерным тензором второго ранга, который описывает оказываемые действие и противодействие и передачу их от точки к точке. Эйнштейн по существу установил важность равенства между этими локальными действиями и противодействиями, имеющими своим конечным результатом распространение взаимодействия на некоторое расстояние. В этом смысле, говорит он, третий закон Ньютона полностью соблюдается.

Так ли это? И до каких пор будут распространяться упомянутые действия? Не может же их распространение длиться неопределенно долго! Мы представляем себе картину распространения так: волны, испущенные одним материальным телом, прерывают свой путь на других телах, отражаются от них и т. д. и т. п. — и, наконец, все они исчезают на бесконечности. Здесь снова следует поставить вопрос: наличие каких волн нужно предполагать на бесконечности? В самом деле, на каждой границе, даже если она находится в бесконечности, должны быть заданы некоторые граничные условия. Однако такие граничные условия ни разу еще не были установлены.

Леви-Чивита [6] и другие авторы выбирают расходящиеся волны (отвечающие запаздывающим потенциалам), которые удаляются от своего источника и уносят связанные с ними нежелательные противодействия. Эйнштейн, Инфельд и Гофман [7], наоборот, *используют стоячие волны* (суперпозицию опережающих и запаздывающих волн), следовательно, воображают огромное зеркало на бесконечности. С такой гипотезой трудно согласиться.

Данный вопрос следует выяснить до конца и найти такие граничные условия, с которыми согласится всякий физик.

Что можно предположить на этот счет? Проблема поведения гравитационных волн напоминает проблемы, возникающие при рассмотрении световых или корпускулярных волн. Что касается света, то считают, что он исчезает на бесконечных расстояниях от источника и распространяется в виде *запаздывающих волн* (см. [5], гл. VI). Мы не имеем никаких оснований считать, что волны могут вернуться из бесконечности. Астрономы еще не встречались с чем-то таким, что заставило бы предположить наличие некоего зеркала на бесконечности. Когда речь идет о гравитационных волнах, по-видимому, будет разумным (мы не говорим «обоснованным») представить себе аналогичную ситуацию. Тогда следовало бы выбрать решения типа тех, которые предложил Леви-Чивита, а не те, что предложены Эйнштейном. Далее, нам следовало бы считать, что силы действия и противодействия могут исчезать на бесконечности. Смысл третьего закона Ньютона, такой ясный в аналитической механике, делается совсем неясным в теории относительности! Ситуация еще более усложняется ввиду нелинейности гравитационных волн; впрочем, на больших расстояниях от источника эти волны становятся очень слабыми и линейность постепенно восстанавливается.

Вид волновых решений на бесконечности имеет большое значение для физика и для инженера. Имеет ли место распространение гравитационного излучения вообще? Можно ли надеяться на использование гравитационных волн Эйнштейна для передачи сигналов? Какова скорость распространения этих волн? Могли бы эти способы передачи информации конкурировать с передачей посредством электромагнитных волн — радио (ныне столь перегруженного)? Эти и многие другие вопросы ждут ответа.

§ 5. Математические системы координат или физические системы отсчета

Вернемся к началу нашей дискуссии. В *геометрии* или в кинематике используют *идеализированные системы координат*, которые, по предположению, бесконечно жесткие и не имеют массы. В самом деле, нельзя говорить о массе такой системы координат, потому что это понятие вводится позже, только в *физической механике* и в динамике. Переходя к упомянутым теориям (как было показано выше), мы встречаемся с физическими системами отсчета, которые должны быть в состоянии гасить любые противодействия, не приходя при этом в движение. Нам приходится принимать, что такая система отсчета имеет бесконечную массу. Чтобы упрочить упомянутое различие, мы предлагаем *два различных названия*:

системы координат — жесткие, не имеют массы, рассматриваются в геометрии;

системы отсчета — бесконечная масса, рассматриваются в динамике.

Подчеркнем, что принятое нами определение массивных систем отсчета полностью согласуется с выбором часов, основанных на эффекте Мессбауэра, излучающие элементы которых жестко «вмонтированы» в массивный кристалл.

При чтении работ Эйнштейна нетрудно заметить, что он не делает указанного нами различия и приписывает системам координат, не имеющим массы, свойства, которыми обладают только тяжелые системы отсчета. Однако сначала обратим внимание на некоторое предчувствие понятия *систем отсчета*, которое можно найти в этих же работах. В § 2 работы [8] Эйнштейн пишет:

«Пусть две физические системы тел S_1 и S_2, снабженные измерительными приборами...»

Эйнштейн не требует, чтобы массы этих материальных систем были очень велики; однако он понимает, что недостаточно одной идеализированной системы координат и что следует представить себе какую-то материальную систему в виде измерительной лаборатории.

В более поздней работе, содержащей основы общей теории относительности, Эйнштейн [9] идет дальше, забывая об этих предосторожностях и делая ряд удивительных утверждений. В § 2 он говорит:

> «Гравитационное поле можно «создать» простым изменением координатной системы».
>
> В § 3 мы находим:
>
> «Общие законы природы должны быть выражены уравнениями, справедливыми во всех координатных системах, т. е. эти уравнения должны быть ковариантными относительно любых подстановок (общековариантными)».

По нашему мнению, в конце этого последнего предложения следовало бы особо отметить подстановки, имеющие физический смысл и соответствующие *фактической операции в смысле Бриджмена.* Именно в этом пункте мы расходимся с Эйнштейном.

В том же § 3 он пишет:

> «В общей теории относительности пространственные и временны́е величины не могут быть определены так, чтобы разности пространственных координат могли быть измерены непосредственно единичным масштабом, а разности временны́х — посредством стандартных часов».

Очень рискованное утверждение, противоречащее любым, основанным на результатах экспериментов научным представлениям. Следовало бы сказать о том, как выполнить упомянутое измерение. Иначе слова «пространство» и «время» теряют всякий физический смысл. Позже мы вернемся к этому принципиальному затруднению.

Общие системы координат, введенные Эйнштейном, стали настолько популярны, что получили даже название «моллюски Эйнштейна»[1]. Однако может ли физик работать в таких неопределенных условиях? Было бы жестоко снабдить его исключительно резиновыми линейками и неправильно идущими часами!

Наконец, в § 4 мы читаем:

> «Согласно общей теории относительности, гравитационные силы играют исключительную роль по сравнению с остальными силами, особенно электромагнитными; 10 функций $g_{\sigma\tau}$, представляющих гравитационное поле, определяют в то же время метрические свойства четырехмерного пространства».

Эйнштейн преподносит это утверждение как свойство природы, мы же скорее бы назвали его ***постулатом Эйнштейна.*** Он во что бы то ни стало стремится свести гравитацию к геометрии путем замены ньютоновского гравитационного потенциала тензорным потенциалом второго ранга, осуществляющим совместное описание гравитации и геометрии; это достигается ценой появления пропасти между гравитацией и электромагнетизмом. Цитируемая статья — гениальная математическая работа, однако вопрос о ее применении к физической реальности остается открытым.

§ 6. *Предположение Фока*

Можно попытаться сохранить теоретическую схему Эйнштейна, которая все еще кажется привлекательной, но тогда необходимо уточнить определения и установить ограничения на условия ее применимости.

Кроме того, как было уже показано, теория Эйнштейна страдает чрезмерной общностью. Сам Эйнштейн отметил, что пространство и время не могут

---

[1] «Моллюски отсчета» — нежесткие тела отсчета, которые могут двигаться произвольным образом как целое, изменяя при этом форму. Они обладают часами, идущими нерегулярно, причем одновременно воспринимаемые показания часов, находящихся в соседних точках, отличаются бесконечно мало. (См. *Эйнштейн А.*, Собрание научных трудов, т. 1, стр. 580, М., 1965.) — *Прим. ред.*

быть однозначно поставлены в соответствие с результатами измерений. Такое утверждение не может удовлетворить ни одного физика.

Рассмотрим теперь замечательную книгу [10] выдающегося русского ученого В. А. Фока. В этой книге содержится анализ идей Эйнштейна и построение теории относительности проводится с очень оригинальной точки зрения. Фоку удалось получить практическое решение многих затруднений. Он считает, что *неразумно* оставлять теорию относительности *полностью общей, как делал Эйнштейн*; наиболее интересный полученный им результат состоит в том, что принятие некоторых простых соглашений приводит к значительному упрощению математической структуры теории. В то же время Фок предложил значительно более совершенную физическую интерпретацию теории. Он отбрасывает не имеющий физического смысла произвол в выборе систем координат и выбирает из их числа, *по его мнению*, наиболее подходящие системы; они определены условиями

$$\Gamma^{\alpha} = 0, \tag{4.1}$$

где Γ^{α} — свернутый символ Кристоффеля, и называются гармоническими координатами. Эти четыре дополнительных условия полностью определяют «преимущественную» систему отсчета, в которой уравнение распространения волны имеет обычный вид (без дополнительных членов):

$$\Box\psi = 0. \tag{4.2}$$

Это не что иное, как уравнение распространения изотропной волны, в котором c играет роль универсальной постоянной.

Теория, развитая Фоком, требует тщательного изучения. Его схема, *безусловно*, является блестящей, однако не ясно, приводит ли она к единственному возможному решению. Фок выбирает определенный класс систем отсчета, в которых решение имеет простой вид, однако, может быть, есть другие классы систем, которые также следует принять во внимание и сравнить с теми, которые были рассмотрены Фоком. Необходимо также доказать, что произведенный Фоком отбор «преимущественных» систем отсчета отвечает реальным условиям эксперимента, особенно в связи с современным определением часов (см. гл. 3) и ввиду роли, которую играет масса в физических системах отсчета (см. выше в этой главе) [1]).

§ 7. Задача Шварцшильда

Трудности теории относительности будет полезно рассмотреть на примере некоторых конкретных задач. Рассмотрим сначала статическое сферически симметричное поле покоящейся частицы [11]. Используя координаты x^1, x^2, x^3 и $x^4 = ct$, получаем решение Шварцшильда

$$
\begin{aligned}
ds^2 = {} & (dx^1)^2 + (dx^2)^2 + (dx^3)^2 + \\
& + \frac{2m}{r^2(r-2m)}[x^1\,dx^1 + x^2\,dx^2 + x^3\,dx^3]^2 - \\
& - \left(1 - \frac{2m}{r}\right)(dx^4)^2,
\end{aligned}
\tag{4.3}
$$

где $r^2 = (x^1)^2 + (x^2)^2 + (x^3)^2$, $m = GM/c^2$ — так называемая «приведенная» масса, M — масса частицы, G — гравитационная постоянная.

При значении r, равном гравитационному радиусу

$$r_0 = 2m, \tag{4.4}$$

решение Шварцшильда имеет сингулярность.

Сразу следует заметить, что путем преобразования координат можно получить другие решения [2]). Например, можно исключить четвертое слагаемое в

---

[1]) Из личных бесед редактора с В. А. Фоком на эту тему следует, что он, разумеется, с самого начала имел в виду желательность решения этих вопросов. Это решение не является тривиальным. — *Прим. ред.*

[2]) Лучше сказать: то же решение в другой координатной системе. — *Прим. ред.*

формуле (4.3); тогда получим изотропное пространство с метрикой

$$ds^2 = \left(1 + \frac{m}{2r}\right)^4 [(dx^1)^2 + (dx^2)^2 + (dx^3)^2] - \\ - \left[\frac{1 - m/2r}{1 + m/2r}\right]^2 (dx^4)^2. \quad (4.5)$$

Это новое решение теряет смысл при значении r, равном

$$r_0 = \frac{m}{2}. \quad (4.6)$$

На бесконечности оба решения ведут себя одинаково.

Какое из них следует сопоставлять с экспериментом? Следует ли координаты x^1, x^2, x^3, ct истолковывать, пользуясь метрикой (4.3) или метрикой (4.5)? Вопрос остается открытым. Это даже еще хуже, чем если можно было бы совершить любую замену координат и получить бесконечное множество решений! Методы Эйнштейна являются слишком общими и не дают какого-либо определенного ответа. Фок считает, что условие (4.1) выделяет систему отсчета, соответствующую реальным условиям наблюдения. Он получает третье решение

$$ds^2 = \frac{r+m}{r-m} dr^2 + (r+m)^2 (d\theta^2 + \sin^2\theta \, d\varphi^2) - \\ - c^2 \frac{r-m}{r+m} dt^2. \quad (4.7)$$

Эта метрика теряет смысл при

$$r_0 = m. \quad (4.8)$$

Сравнение формул (4.3), (4.5) и (4.7) ясно показывает, к каким трудностям приводит сверхобобщение Эйнштейна. Может возникнуть вопрос: а является ли решение (4.7) наиболее подходящим? Каким образом можно проверить, что это решение действительно соответствует измерениям длины и времени, произведенным в гравитационном поле в покоящейся лаборатории? Выводы такого рода не могут быть получены из математических соображений, они требуют тщательного анализа фактических условий эксперимента[1]).

Подобный детальный анализ операций, согласно Бриджмену, крайне необходим; он, по-видимому, до сих пор не был проделан. Рассмотрение полученных выше формул наводит на мысль, что формула (4.3) имеет громоздкий вид и что попытки ее физической интерпретации вряд ли окажутся успешными. Мы отбрасываем и формулу (4.5), влекущую локальную изотропию пространства, и формулу (4.7), которая характеризуется локальной изотропией процесса распространения волн. Фактически возникает очень трудная ситуация. К счастью, на практике для гравитационного радиуса r_0 получается невероятно малое значение, так что изложенные выше «катастрофические» выводы справедливы только на очень малых расстояниях и практически не наблюдаемы.

К этой проблеме мы еще вернемся в гл. 7 и рассмотрим ее заново с иной точки зрения.

§ 8. Сравнение квантовой теории и теории относительности

В самом начале XX века в физику вошли две фундаментальные теории: квантовая теория Планка и теория относительности Эйнштейна. С тех пор прошло более шестидесяти лет и мы имеем возможность сравнить их влияние на научное мышление. *Квантовая теория* — это теория фундаментальная, но постоянно изменяющаяся; квантовомеханические представления искусно развиваются и почти каждый год приспосабливаются к объяснению все новых и новых экспериментальных фактов. Можно насчитать по меньшей мере сотню последовательных вариантов

[1]) Эта проблема выделения «привилегированных» систем координат действительно возникает в общей теории относительности и непосредственно приводит к задаче физической интерпретации систем координат. (См. *Петров А. З.*, Современное состояние учения о гравитации, Препринт ИТФ-71-1М, Киев, 1971.) — *Прим. ред.*

квантовой теории. *Теория относительности* была построена Эйнштейном как логически жесткая теория. При этом специальная теория относительности имела огромный успех, особенно ее соотношение между массой и энергией. Что касается общей теории относительности, то на первых порах казалось, что она подтверждается тремя различными экспериментами, однако результаты первых двух находятся постоянно под большим сомнением, а третий (красное смещение) получил очень хорошее подтверждение в недавно выполненных экспериментах, но его можно объяснить с помощью значительно более простой теории (см. гл. 6). Следовательно, мы вынуждены поставить вопрос так: общая теория относительности великолепна как математическое творение, однако каково ее отношение к физической реальности?

В основе теории тяготения, называемой общей теорией относительности (Фок отмечает, что это неудачное и вводящее в заблуждение название), лежит гипотеза, что гравитационное поле распространяется со скоростью света *c*. Как показывают тщательные наблюдения Вебера [12], ничего подобного не наблюдалось, хотя полностью исключить возможность гравитационных волн нельзя[1]).

При дальнейшем рассмотрении этого вопроса надо отметить, что Эйнштейн при создании общей теории относительности поставил целью сведение гравитации и электромагнетизма к геометрии пространства-времени. Отсюда, очевидно, естественно предположить, что как электромагнитное, так и гравитационное взаимодействия должны иметь одну и ту же скорость распространения *c*. Эйнштейну удалось включить гравитацию в схему четырехмерной геометрии, однако в применении к электромагнетизму такой метод не имел успеха. Можно повторить вопрос, заданный в начале гл. 3. Каким образом распространяется

---

[1]) Как одну из основных тенденций в современной гравитации нужно отметить развитие экспериментальных исследований (главным образом по детектированию гравитационных волн) в разных странах. — *Прим. ред.*

гравитационное поле: в виде волн со скоростью $v_g \leqslant c$ или согласно уравнению диффузии? На этот счет нет никаких экспериментальных данных, и вопрос остается открытым.

Экспериментальное «подтверждение» общей теории относительности составляют:

1. Наблюдаемое во время затмений отклонение лучей света, проходящих вблизи Солнца. Эти эксперименты являются очень неточными: индивидуальная ошибка достигает 100%, а средняя — 30%. Теория этого эффекта не является неуязвимой, поскольку предполагает наличие абсолютного вакуума вблизи Солнца, тогда как можно наблюдать очень мощные извержения вещества и излучения из Солнца.

2. Смещение перигелия Меркурия. Согласие с теорией, по-видимому, хорошее, однако, как показал Дикке [13], оно является в значительной мере случайным.

3. Красное смещение спектральных линий в гравитационном поле. Результаты экспериментов Паунда согласуются с теорией с точностью до 1%, однако, используя значение массы $h\nu/c^2$ кванта $h\nu$, с помощью очень простых рассуждений можно получить тот же результат.

Вывод: нет никаких экспериментальных фактов, подтверждающих громоздкую в математическом отношении теорию Эйнштейна[1]). Все, что сделано после Эйнштейна, представляет математически сложные обобщения, дополнения или видоизменения, не имеющие экспериментального подтверждения. Научная фантастика в области космологии — это, откровенно говоря, очень интересная, но гипотетическая вещь.

---

[1]) Это не совсем так. Наблюдаемый эффект смещения перигелия Меркурия, с хорошим совпадением, зафиксирован как $\sim 43''$ за столетие. Отклонение луча света в поле Солнца при первых наблюдениях имело действительно довольно «размытый» результат, но последние наблюдения (1968—1970 гг.) дают гарантию, что ошибка не превышает 4%. Что касается эффекта «красного смещения», то он действительно не вытекает из общей теории относительности, но и не противоречит ей. — *Прим. ред.*

В общем, необходимость рассмотрения искривленного пространственно-временного мира еще не доказана; физическое значение общей теории относительности пока очень неясно[1]).

Литература

1. *Bohr N.*, Max Plank Festschrift, Berlin, 1958, S. 169, особенно S. 171.
2. *Bohr N.*, Atomic Physics and Human Knowledge, Wiley, New York, 1958, p. 67. (Русский перевод: *Бор Н.*, Атомная физика и человеческое познание, М., 1961, стр. 115.)
3. *Poincaré H.*, La Science et l'hypothèse, Paris, 1902, p. 110.
4. *Sommerfeld A.*, Mechanics, Vol. 1, New York, 1952. (Русский перевод: *Зоммерфельд А.*, Механика, М., 1947.)
5. *Brillouin L.*, Scientific Uncertainty, and Information, New York, 1964. (Русский перевод: *Бриллюэн Л.*, Научная неопределенность и информация, изд-во «Мир», 1966.)
6. *Levi-Civita*, Amer. Journ. Math., **59**, 225 (1937).
7. *Einstein A.*, *Infield L.*, *Hoffmann B.*, Ann. Math., **39**, 65 (1938). (См., в частности, обсуждение на стр. 66, 67 и простой пример в § 3 с его решением (3.18). Русский перевод: *Эйнштейн А.*, Собрание научных трудов, т. 2, М., 1966, стр. 450.)
8. *Einstein A.*, The Principle of Relativity, New York, 1923; Ann. Phys., **35**, 898 (1911). (Русский перевод: *Эйнштейн А.*, Собрание научных трудов, т. 1, М., 1965, стр. 165.)
9. *Einstein A.*, Ann. Phys., **49**, 769 (1916). (Русский перевод: *Эйнштейн А.*, Собрание научных трудов, т. 1, М., 1965, стр. 452.)
10. *Фок В. А.*, Теория пространства, времени и тяготения, М., 1955.
11. *Pauli W.*, Theory of Relativity, Oxford, 1958, p. 166. (Русский перевод: *Паули В.*, Теория относительности, М.—Л., 1947.)
12. *Weber J.*, Phys. Rev. Lett., **18**, 498 (1967).
13. *Dicke R. H.*, Phys. Today, **20** (*1*), 55 (1967).

[1]) Нельзя согласиться с категоричностью этого вывода. Да, экспериментальная основа недостаточна. Но все же два астрономических наблюдения объясняются теорией гравитации естественно и с великолепной точностью, а приложения к астрофизике и космологии дают возможность делать новые выводы, которые, будем надеяться, допустят проверку опытом. Таким образом, окончательным судьей будет эксперимент. — *Прим. ред.*

5

ЭФФЕКТ ДОПЛЕРА В СПЕЦИАЛЬНОЙ ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

§ 1. Переоценка основных постулатов

В предыдущих главах мы проанализировали различные экспериментальные факты, и это привело нас к полной переоценке многих основных постулатов теоретической физики. В гл. 3 мы подчеркнули фундаментальное значение эффекта Мессбауэра и атомных часов — этих экспериментальных достижений, которых Эйнштейн не мог предвидеть и которые позволяют нам в настоящее время дать очень точное эмпирическое (и квантово-теоретическое) определение *идеальных часов.* Это современное определение часов должно предшествовать всякому анализу фактической роли идеальных часов. Сказанное выше представляет собой не просто предположение, а является логическим выводом из операционального метода Бриджмена или, лучше сказать, следствием традиционного метода экспериментальной науки, благодаря которому современная наука достигла величайших успехов и утвердилось естествознание в противоположность метафизике.

Анализ в этом направлении был проведен в гл. 4, где был рассмотрен ряд классических проблем теоретической механики и в результате была установлена необходимость четкого различия геометрии и физики. Не следует смешивать геометрические системы координат и физические системы отсчета. Понятие *массы* чуждо геометрии и не может быть определено без обращения к физическим экспериментам. Физические системы отсчета имеют реальный смысл фактически существующих физических лабораторий, т. е.

представляют собой жесткие и массивные установки, оборудованные различной измерительной аппаратурой.

Эти общие положения полностью согласуются с определением атомных или мессбауэровских часов, сделанным в гл. 4. Отличительной чертой мессбауэровских часов является использование атома, помещенного в массивную кристаллическую решетку, которая сама покоится относительно очень массивной физической системы отсчета.

Наша точка зрения, однако, находится в противоречии с предположениями, сделанными Эйнштейном, когда он пытался свести физику к геометрии и полагал, что такое сведение возможно на основе римановой геометрии. Замысел Эйнштейна, хотя и очень близок к действительной физике, находится в противоречии с определением реальных атомных часов, и не следует забывать, что эти часы представляют собой наиболее замечательный измерительный прибор в физике, точность которого достигает 10^{-13} у атомных часов или 10^{-16} у будущих мессбауэровских часов.

Специальная теория относительности Эйнштейна представляет собой выдающееся достижение; что же касается так называемой общей теории относительности, то мы увидим, что ее можно рассматривать только как некоторое приближение, и оно, несомненно, нуждается в тщательном пересмотре.

§ 2. *Проблема отдачи для атомов*

Рассмотрим некий атом и примем, что он *покоится* относительно данной системы отсчета. Пусть атом имеет какие-то энергетические уровни E_1 и E_2 и может излучать кванты $h\nu_0$, где ν_0 — невозмущенное значение частоты, определяемое условием Бора

$$E_1 - E_2 = h\nu_0. \tag{5.1}$$

Привлечем также соотношения между массой и энергией:

$$E_1 = M_1 c^2, \qquad E_2 = M_2 c^2, \tag{5.2}$$

где M_1 и M_2 — полные массы атома (включая массу покоя ядра и т. д.) в состояниях с энергией соответственно E_1 и E_2. Из соотношения (5.2) следует также, что величины $M_1\mathbf{v}_1$ и $M_2\mathbf{v}_2$ являются импульсами.

Теперь мы призываем к осторожности. Пусть покоившийся атом перешел с уровня E_1 на уровень E_2 и испустил фотон $h\nu$. Этот фотон, согласно Эйнштейну, уносит импульс $h\nu/c$; следовательно, атом (с массой M_2) испытывает отдачу и приобретает некоторую скорость v. Ввиду сохранения импульса имеем

$$-\frac{h\nu}{c} = M_2 v = E_2\frac{v}{c^2} = \frac{1}{c}E_2\beta \qquad \left(\beta = \frac{v}{c} \ll 1\right), \tag{5.3}$$

и в результате отдачи атом приобретает кинетическую энергию

$$E_{\text{кин}} = \frac{1}{2}M_2 v^2 = E_2\frac{v^2}{2c^2} = \frac{1}{2}E_2\beta^2. \tag{5.4}$$

Эта величина должна входить в уравнение сохранения энергии; соотношение (5.1) теперь следует изменить следующим образом:

$$E_1 - E_2 = h\nu + \frac{1}{2}E_2\beta^2, \tag{5.5}$$

где ν — новая частота, возмущенная в результате отдачи.

Этот классический результат является только первым приближением, справедливым лишь при $v \ll c$. Используя релятивистскую механику, можно получить более точное выражение; при этом формулы (5.3) и (5.4) следует заменить следующими:

$$\left.\begin{aligned} E_{\text{кин}} &= E_2\left[\frac{1}{(1-\beta^2)^{1/2}} - 1\right], \\ -\frac{h\nu}{c} &= \frac{E_2}{(1-\beta^2)^{1/2}}\,\frac{v}{c^2}. \end{aligned}\right\} \tag{5.6}$$

Из второго уравнения (5.6) получаем

$$\frac{E_2\beta}{(1-\beta^2)^{1/2}} = -h\nu, \quad \text{или} \quad \frac{\beta}{(1-\beta^2)^{1/2}} = -\frac{h\nu}{E_2} = \alpha. \tag{5.7}$$

Это уравнение нетрудно решить:

$$\frac{\beta^2}{1-\beta^2}=\alpha^2, \qquad \frac{1}{1-\beta^2}=1+\alpha^2, \tag{5.8}$$

откуда

$$E_{\text{кин}}=E_2\left[(1+\alpha^2)^{1/2}-1\right]=h\nu-h\nu_0.$$

Если β очень мало, это соотношение переходит в формулу (5.5). В этом случае

$$E_2\gg h\nu, \quad \alpha\ll 1, \quad \beta\ll 1. \tag{5.9}$$

Особо отметим то обстоятельство, что фактическая частота ν отличается от «частоты излучения покоящегося атома» на пренебрежимо малую величину только в том случае, когда энергия атома E_2 значительно больше $h\nu$.

Для того чтобы система отсчета покоилась, она должна иметь большую энергию покоя, следовательно — большую массу. Это типичный пример общего положения, установленного в гл. 4. Кроме того, этот вывод согласуется с экспериментальными данными, следуя которым выбрали цезий (самый тяжелый из щелочных металлов) для использования в стандартных астрономических часах или использовали мессбауэровское излучение в опытах Паунда.

§ 3. Эффект Доплера

Тщательный анализ эффекта Доплера приводит к аналогичным выводам. Наше изложение основано на работе Шредингера [1]; мы также использовали доводы Зоммерфельда [2].

Пусть атом, находящийся в состоянии с энергией E_1, имея в точке O скорость v_1, составляющую угол θ_1 с осью Ox, испускает квант $h\nu$ в направлении оси Ox (фиг. 5.1), после чего приобретает энергию E_2 и скорость v_2, направленную под углом θ_2. Запишем уравнения сохранения энергии и сохранения проекций импульса на оси Ox и Oy:

$$\frac{E_1}{(1-\beta_1^2)^{1/2}} = \frac{E_2}{(1-\beta_2^2)^{1/2}} + h\nu \quad \left(\beta_i = \frac{v_i}{c}, \quad i=1,\ 2\right), \tag{5.10}$$

$$\frac{E_1}{(1-\beta_1^2)^{1/2}} \frac{v_1\cos\theta_1}{c^2} = \frac{E_2}{(1-\beta_2^2)^{1/2}} \frac{v_2\cos\theta_2}{c^2} + \frac{h\nu}{c}, \tag{5.11}$$

$$\frac{E_1}{(1-\beta_1^2)^{1/2}} \frac{v_1\sin\theta_1}{c^2} = \frac{E_2}{(1-\beta_2^2)^{1/2}} \frac{v_2\sin\theta_2}{c^2}. \tag{5.12}$$

Комбинируя уравнения (5.10) и (5.11), получаем

$$\frac{E_1}{(1-\beta_1^2)^{1/2}}(c - v_1\cos\theta_1) = \frac{E_2}{(1-\beta_2^2)^{1/2}}(c - v_2\cos\theta_2). \tag{5.13}$$

Введем обозначения

$$\left.\begin{aligned} \varphi_i &= \frac{c - v_i\cos\theta_i}{(c^2 - v_i^2)^{1/2}} \qquad (i=1,\ 2), \\ \psi_i &= \frac{v_i\sin\theta_i}{(c^2 - v_i^2)^{1/2}} \qquad (i=1,\ 2). \end{aligned}\right\} \tag{5.14}$$

Из уравнений (5.12) и (5.13) получим

$$E_1\varphi_1 = E_2\varphi_2 = \alpha, \qquad E_1\psi_1 = E_2\psi_2 = \gamma, \tag{5.15}$$

где α и γ — постоянные. Далее, учитывая тождество

$$(c^2 - v_i^2)^{1/2} = \frac{2c\varphi_i}{1+\varphi_i^2+\psi_i^2} \tag{5.16}$$

и используя формулы (5.15), перепишем соотношение (5.10) в виде

$$\begin{aligned} h\nu &= E_1\frac{1+\varphi_1^2+\psi_1^2}{2\varphi_1} - E_2\frac{1+\varphi_2^2+\psi_2^2}{2\varphi_2} = \\ &= \frac{1}{2\alpha}(E_1^2+\alpha^2+\gamma^2) - \frac{1}{2\alpha}(E_2^2+\alpha^2+\gamma^2) = \\ &= \frac{1}{2\alpha}(E_1^2 - E_2^2). \end{aligned} \tag{5.17}$$

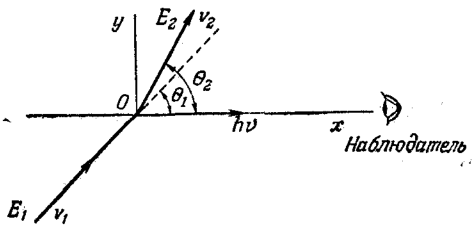
Отсюда

$$h\nu = \frac{E_1+E_2}{2\alpha}(E_1 - E_2) = \frac{E_0}{\alpha}h\nu_0. \tag{5.18}$$

где $E_0 = (E_1 + E_2)/2$ — среднее арифметическое E_1 и E_2, а ν_0 — невозмущенное значение частоты [формула (5.1)]. Мы хотим сравнить полученный результат с *классическим релятивистским эффектом Доплера* (ν_D), соответствующим произвольной скорости v_0:

$$\nu_0 = \frac{c - v_0 \cos\theta_0}{\left(c^2 - v_0^2\right)^{1/2}} \nu_D = \varphi_0 \nu_D. \tag{5.19}$$

Здесь использованы обозначения (5.14). Отличие нашего результата (5.18) от формулы Доплера (5.19)



Фиг. 5.1.

вызвано тем, что мы имеем дело с двумя уровнями энергии E_1 и E_2, двумя скоростями v_1 и v_2 и двумя углами θ_1 и θ_2, тогда как в классической формуле содержится только одна энергия E_0, одна скорость v_0 и один угол θ_0. *Классическую формулу Доплера* (5.19) можно рассматривать только как *первое приближение* при следующих условиях:

$$v_1 \approx v_2 \approx v_0, \qquad \theta_1 \approx \theta_2 \approx \theta_0, \qquad E_1 \approx E_2 \approx E_0.$$

Эти условия, очевидно, означают, что импульс отдачи очень мал. Отсюда

$$E_2 \gg h\nu, \tag{5.20}$$

что снова приводит к условию (5.9).

Формулы, полученные на основе механики специальной теории относительности, справедливы только в том случае, когда полная энергия атома значительно больше изменения энергии при квантовом переходе. Это в точности совпадает с тем, что мы установили в гл. 3: *физическая система отсчета должна быть очень массивной.*

§ 4. Анализ квантового эффекта Доплера

Рассмотрим заново эксперимент, схематически изображенный на фиг. 5.1. У нас имеются данная неподвижная система отсчета Oxy и наблюдатель (или регистрирующий прибор), расположенный на некотором расстоянии в положительном направлении оси Ox. Исследуется излучение атома, находящегося в состоянии с энергией E_1 и движущегося со скоростью v_1, направленной под углом θ_1 к оси Ox; известно, кроме того, что излучение вызывается переходом атома на другой уровень энергии E_2. Таким образом, начальные данные суть

$$E_1,\ E_2,\ v_1,\ \theta_1. \tag{5.21}$$

После излучения атом приобретает другую скорость (v_2, θ_2), однако эта скорость непосредственно не наблюдается. Наблюдается частота ν излучения, испущенного вдоль оси Ox, и ее сравнивают с частотой ν_0 излучения, которое было бы испущено покоящимся атомом:

$$h\nu_0 = E_1 - E_2. \tag{5.22}$$

Сопоставляя формулу (5.18) с формулами (5.15) и (5.14), получаем выражение для квантового эффекта Доплера:

$$\frac{\nu_0}{\nu} = \frac{2\alpha}{E_1 + E_2} = \frac{2\alpha}{E_1(1 + E_2/E_1)} =$$
$$= \frac{2\varphi_1}{1 + E_2/E_1} = \left[\frac{2}{1 + E_2/E_1}\right] \frac{c - v_1\cos\theta_1}{(c^2 - v_1^2)^{1/2}}. \tag{5.23}$$

Это окончательное выражение записано в таком виде, что содержит лишь начальные данные и частоты ν_0 (невозмущенную) и ν (наблюдаемую).

Сравнивая (5.23) с формулой (5.19) для классического эффекта Доплера, мы замечаем, что выражение (5.23) содержит дополнительный множитель

$$1 \leqslant \left(\frac{2}{1 + E_2/E_1}\right) \leqslant 2. \tag{5.24}$$

Этот множитель близок к 1, если $E_2 \approx E_1$, что соответствует обычному эффекту Доплера, рассмотренному в конце § 3. При уменьшении же E_2 этот множитель стремится к 2. Значение 2 достигается при $E_2 = 0$, что означает полный распад атома на два фотона, один из которых наблюдается нами и движется вдоль оси Ox, а другой удаляется со скоростью $v_2 = c$ в направлении, составляющем с этой осью угол θ_2.

§ 5. Точная формулировка принципа относительности

В гл. 1 мы обрисовали эволюцию принципа относительности. Она начиналась в рамках классической механики, когда было обнаружено, что все законы движения имеют одинаковый вид как в системе отсчета, находящейся в состоянии покоя, так и в системе, движущейся с данной постоянной скоростью v. За этим первым шагом (его значение подчеркивал Пуанкаре) последовал второй — открытие того обстоятельства, что относительное поступательное движение нельзя обнаружить также с помощью электромагнитных процессов.

Здесь с самого начала следует ясно сформулировать затруднение, которое, по-видимому, *большинством авторов не принималось во внимание.* Оно вытекает из анализа, проделанного в гл. 4.

Что мы имеем в виду, говоря о системе отсчета, движущейся с данной постоянной скоростью v относительно некоторой покоящейся системы отсчета?

Выражения такого рода не имеют смысла, если только каждая система отсчета (покоящаяся и движущаяся) не обладает массой, значительно большей масс всех изучаемых объектов. Бессмысленно говорить о «данной» скорости. Когда астроном замечает в небе новый движущийся объект, он еще не знает его скорости. Для того чтобы *измерить эту скорость*, он должен выполнить некоторые эксперименты. Он может направить в сторону неизвестного объекта поток каких-либо частиц, которые отразятся от объекта и вернутся обратно, а затем измерить временны́е интервалы между импульсами. Чтобы не возмущать слишком сильно состояние движущегося объекта, он выберет самые легкие известные частицы — световые кванты, *фотоны*. Однако фотоны тоже имеют массу; при излучении они передают некоторый импульс отдачи «покоящейся» системе отсчета, а при отражении сообщают противоположный импульс «равномерно движущейся» системе отсчета. Состояние равномерного относительного движения подвергается возмущению; наше определение относительной скорости теряет смысл. Здесь мы в новой ситуации обнаруживаем хорошо известное правило: *всякий эксперимент означает возмущение*. Возмущением можно пренебречь только в том случае, когда массы обеих систем очень велики, во много раз больше массы фотонов.

Мы снова встретились с проблемой истинного *определения физической системы отсчета*, которая уже рассматривалась в гл. 4, § 3. Рассмотрение Шредингером эффекта Доплера (см. § 4) приводит к той же проблеме. Если излучающий атом имеет небольшую начальную энергию E_1, а конечная энергия E_2 будет значительно меньше E_1, то множитель (5.24) будет заметно отличаться от 1. Этот множитель как раз и описывает эффекты отдачи и тот факт, что излучение кванта $h\nu$ вызывает изменение скорости ($v_2 \neq v_1$). Скорость системы отсчета, связанной с атомом, не будет сохранять постоянное значение.

Понятие систем отсчета, покоящихся или движущихся с постоянной скоростью, представляет собой *идеализацию*, справедливую только для очень массивных систем.

В прежние времена идеализация такого рода не вызывала сомнений. Тогда все считали, что если «бросить взгляд» на движущийся объект, то состояние его движения не изменится. Мы знаем, что эта предпосылка была ложной и не может быть принята ныне.

В ходе нашего анализа мы использовали открытые Эйнштейном *световые кванты*, или *фотоны*. Именно за это открытие (*ввиду убедительного экспериментального доказательства* физической реальности фотонов) Эйнштейну была присуждена Нобелевская премия. Однако сам Эйнштейн всегда относился к фотонам более прохладно, чем к любимой им теории относительности. Для него открытие фотонов было побочным результатом, лежавшим вне области его основных интересов; Эйнштейн всегда оставался верным способу описания с помощью дифференциальных уравнений в сплошной среде. Разрывы непрерывности и кванты казались ему неестественными. Однако именно благодаря квантовым условиям и фотонам, к нашему великому удивлению, мы открыли фундаментальные законы физики и пришли к современному определению часов!

§ 6. *Как ведут себя движущиеся часы?*

Все, что было сказано выше о движущемся атоме, фактически можно повторить по отношению к движущимся часам, поскольку современные часы представляют собой не что иное, как лазерную систему, настроенную на определенную частоту. Эйнштейн не мог предвидеть это экспериментальное определение идеальных часов; он не мог также представить себе, какими часы будут казаться движущемуся наблюдателю или как будут выглядеть движущиеся часы при наблюдении из покоящейся системы отсчета.

Часы представляют собой прибор, излучающий на определенной частоте ν_0 (в системе отсчета, относительно которой этот прибор покоится). Часы — это не что иное, как излучение со стандартной частотой. Если они движутся с некоторой постоянной скоростью v, то можно наблюдать целый спектр частот, зависящих от направления скорости v; эти частоты описываются нашей формулой (5.23) для *квантового эффекта Доплера*.

Эйнштейн говорил не о совокупности *доплеровских частот*, а об изменении масштаба времени, что привело к всевозможным парадоксам.

Идеальные часы (основанные, например, на эффекте Мессбауэра) должны быть очень массивными, чтобы можно было не учитывать поправок, связанных с отношением E_2/E_1; впрочем, в случае необходимости эти поправки нетрудно ввести. Интересно отметить, что Эйнштейн уделил много внимания множителю $(1-\beta^2)^{1/2}$, но в сущности пренебрег «неинтересной» для него структурой выражения для эффекта Доплера в целом. И в самом деле, этот эффект представляет собой нечто целое, что нельзя разделить на части. Чем объяснить такой ход мыслей Эйнштейна? Он исходил из преобразований Лоренца; обычно эти преобразования рассматривают в одном простом случае, который мы будем обсуждать в § 7. Из преобразований Лоренца вытекает сокращение длины вдоль оси Ox и аналогичное сокращение времени.

Исходя из преобразований Лоренца, Эйнштейн [3] рассчитал эффект Доплера для скорости, направленной под углом, и получил формулу (5.19). Однако использованные при этом рассуждения о масштабе времени и измерении длин были основаны на формулах Лоренца, в которых такая «наклонная» скорость не рассматривалась.

Кроме того, имеет место любопытное стечение обстоятельств, отмеченное Шредингером [1]. Для того чтобы получить методом § 3 правильную формулу для эффекта Доплера, следует учесть импульс фотона, в противном случае мы придем к единственному уравнению (5.10), описывающему только один эффект, связанный с множителем $(1-\beta^2)^{1/2}$. А это соответствует незаконному упрощению, подобному тому, которое сделал Эйнштейн.

В процессе обсуждения эффекта Доплера мы использовали три основные формулы (5.10)—(5.12), в которых фигурировал множитель $(1-\beta^2)^{1/2}$, описывающий существование кинетической энергии в начальном и конечном состояниях. Расчет в целом был основан только на квантовом условии (5.1), на соотношении (5.2) между массой и энергией и на законах сохранения энергии и импульса.

Существенной особенностью является то, что мы должны использовать ту или иную *модель часов, которая сильно отличается* от модели, подразумевавшейся Эйнштейном. Он мыслил часы в виде радарной установки, испускающей короткие импульсы и измеряющей промежутки времени между такими импульсами. У нас же — другие часы, которые испускают не импульсы, а непрерывные колебания фиксированной частоты. Мы представляем себе модель часов совсем иначе, чем Эйнштейн; при этом эффект Доплера выдвигается на первый план, а преобразования Лоренца оказываются чисто математическим приемом. Наш интерес перемещается от математических формулировок в сторону физических фактов. Такая точка зрения подкрепляется тем, что *системы отсчета должны быть массивными* и что нельзя говорить о произвольном ускорении или замедлении их. Будем представлять себе покоящуюся лабораторию в виде железнодорожной станции, а движущуюся систему отсчета — в виде тяжелого поезда. Эта модель позволяет получить хорошее представление о том, что произойдет в случае постоянной скорости; однако *мы ничего не знаем и не должны гадать о том, что будет происходить при ускоренном движении часов.* Декарт изобрел чудесный метод, введя *системы координат,* но этот метод является весьма искусственным, поскольку предполагает наличие начала координат и начала отсчета времени, а мы не располагаем определениями этих понятий. Следовательно, все интересующие нас результаты не должны зависеть от выбора такого начала. Пока мы говорим о системах координат, мы должны принять *принцип инвариантности по отношению к выбору начала отсчета.* Смысл имеют только *расстояния между точками* и *интервалы времени.* Выдвигая на первое место эффект Доплера, мы избегаем всех этих излишних усложнений. *Эффект Доплера* соответствует реальным фундаментальным наблюдениям.

§ 7. Новый подход к специальной теории относительности

Все авторы, пишущие о теории относительности, следуют одной и той же схеме:

$$\text{опыт Майкельсона} \rightarrow \text{преобразования Лоренца} \rightarrow \text{теория Эйнштейна.} \qquad (5.25)$$

Двигаясь по этой прямой дороге, преподаватель упускает возможность рассмотрения предмета с других важных точек зрения, которые можно обнаружить, если неторопливо идти иным путем.

Из числа многочисленных экспериментальных подтверждений специальной теории относительности можно выбрать те, которые имеют наибольшее значение, и использовать их в качестве исходного пункта. Мы будем следовать по такому пути:

соотношение между массой и энергией $\rightarrow$ атомные часы $\rightarrow$ $\rightarrow$ эффект Доплера $\rightarrow$ преобразование Лоренца[1]). (5.25′)

При выполнении последнего шага требуется *особая гипотеза*, которую ясно сформулировал Эйнштейн и которую современные авторы обычно пропускают, как *будто она является очевидной; однако это не так*, и вопрос требует специального рассмотрения.

Соотношение между массой и энергией, подтверждаемое, в частности, наличием атомных бомб, описывается следующими формулами:

$$\left.\begin{aligned} E &= Mc^2, \\ M &= \frac{M_0}{(1 - v^2/c^2)^{1/2}}, \\ \mathbf{p} &= M\mathbf{v} \end{aligned}\right\} \qquad (5.2')$$

в случае частицы с массой покоя M_0 или формулами

$$E = h\nu = Mc^2, \qquad p = \frac{h\nu}{c} \qquad (5.3')$$

в случае фотонов с нулевой массой покоя. Действие атомных часов, рассмотренных в гл. 3, основано на

[1]) Здесь автор фактически, и это не противопоказано, пытается перейти к построению аксиоматики специальной теории относительности, в которой основные положения берутся из опыта, связанного с квантовой механикой. Тогда можно говорить об аксиоматике релятивистской квантовой механики в расширенном смысле — задаче, до сих пор не решенной. — *Прим. ред.*

4 Зак. 1357

втором **квантовом условии Бора (τ — период колебаний)**

$$\Delta E = h\nu, \qquad \tau = \frac{1}{\nu}. \tag{5.1'}$$

Этих соотношений, если дополнить их законами сохранения энергии и импульса, вполне достаточно для расчета эффекта Доплера (§ 3, 4). Атомные часы однозначно определяют частоту ν_0 в системе отсчета, относительно которой эти часы находятся в покое. Слово «покой» подразумевает, что массы часов и системы отсчета очень велики (§ 5, 6).

При наблюдении из некоторой массивной движущейся системы отсчета часы излучают на частоте ν, которая зависит от угла наблюдения θ [см. формулу (5.23)]. Пусть ν_0 и τ_0 — частота и период излучения в покоящейся системе отсчета, ν и τ — частота и период, наблюдаемые в движущейся системе отсчета под углом θ_1; тогда формула (5.23) приобретает вид

$$\frac{\tau}{\tau_0} = \frac{\nu_0}{\nu} = \frac{c - v_1 \cos\theta_1}{\left(c^2 - v_1^2\right)^{1/2}}; \tag{5.26}$$

поскольку $\tau = 1/\nu$, то $\tau_0 = 1/\nu_0$. До сих пор мы в точности следовали расчету эффекта Доплера.

Теперь получим *формулы Лоренца*; с этой целью вспомним историю этого вопроса. Лоренц рассуждал исходя из результатов опыта Майкельсона, в котором не мог наблюдаться полный эффект Доплера. В опыте Майкельсона пучок света двигался по некоторому пути в прямом и обратном направлениях, пробегая, таким образом, замкнутый контур. Отсюда вытекает, что скорость v_1 входит в формулы дважды: один раз со знаком плюс, другой раз со знаком минус. Майкельсон, следовательно, мог наблюдать лишь эффект среднего значения скоростей $+v_1$ и $-v_1$. Вычисляя это среднее и подставляя в формулу (5.26), получаем выражение, не содержащее члена $v_1 \cos\theta_1$:

$$\left(\frac{\tau}{\tau_0}\right)_{\text{ср}} = \left(\frac{\nu_0}{\nu}\right)_{\text{ср}} = \frac{c}{\left(c^2 - v_1^2\right)^{1/2}}. \tag{5.27}$$

а это не что иное, как преобразование времени по формуле Лоренца.

Йос, используя установку Майкельсона, получил результаты, которые приблизительно в 5 раз точнее результатов Миллера. В новых опытах Таунса и сотрудников [4] использовались *два мазера, испускавшие пучки лучей в двух противоположных направлениях.* Ориентация установки относительно направления движения Земли могла меняться; с помощью этого прибора были получены результаты, по точности в 50 раз превосходящие результаты Йоса. Используя современные лазеры, можно достичь еще более высокой точности.

§ 8. Преобразования Лоренца

Для получения преобразований Лоренца необходимо произвести усреднение по двум противоположным направлениям распространения пучка света. Таким образом, скорость света измеряется для сигналов, распространяющихся туда и обратно на некоторое расстояние; это логически вытекает из положения Эйнштейна, что невозможно установить совпадение показаний часов между двумя удаленными точками. Только *пространственно-временные* совпадения имеют физический смысл и могут наблюдаться. Эйнштейн, кроме того, предполагал наличие *симметрии пространства* в покоящейся системе отсчета, а также системе отсчета, находящейся в состоянии равномерного движения, — поскольку такое движение нельзя обнаружить путем наблюдений, сделанных в самой движущейся системе отсчета.

Эту ситуацию можно ясно и подробно разобрать на следующем хорошо известном примере. Предположим, *что покоящаяся система отсчета* представляет собой длинную железнодорожную станцию, тянущуюся вдоль достаточно длинного участка путей. *Движущуюся систему отсчета* представим в виде тяжелого поезда, движущегося по путям. Станция снабжена неподвижными часами, расположенными на всем протяжении путей; предполагается, что эти часы синхронизированы посредством сигналов, посланных туда и обратно от центральных часов станции. Считается, что в покоящейся системе отсчета эти сигналы распространяются со скоростью c. Каждый вагон поезда также оборудован часами, которые синхронизированы с центральными часами, находящимися на локомотиве. То есть в поезде также используются посылаемые туда и обратно сигналы, *движущиеся по предположению* в каждом направлении *со скоростью с относительно поезда.* Это предположение (подчеркнутое Эйнштейном) вытекает из того обстоятельства, что никакой эксперимент, выполненный в поезде, не позволяет обнаружить движение позда с постоянной скоростью. Станция и поезд полностью равноправны. Начальник станции замечает показания часов в различных проходящих мимо него вагонах и обнаруживает, что эти часы идут медленнее; это обстоятельство обусловлено способом синхронизации часов в поезде. Ту же картину наблюдает машинист поезда, смотрящий на часы, установленные на станции. Обе картины взаимно симметричны.

Наши выводы полностью согласуются с выводами специальной теории относительности, хотя и получены в результате подхода с совершенно новой точки зрения.

Следует подчеркнуть очень важную роль *эйнштейновского правила синхронизации часов* и фактической синхронизации часов по этому правилу в каждой системе отсчета. Это *правило является произвольным и даже метафизическим.* Его нельзя доказать или опровергнуть экспериментально; оно утверждает, что сигналы, распространяющиеся с востока на запад и с запада на восток, имеют равные скорости, тогда как опыт Майкельсона позволяет измерить только среднее арифметическое этих двух скоростей. Очевидно, что мы имеем здесь дело с неожиданной и непроверяемой гипотезой. Наш анализ проблемы в целом с использованием эффекта Доплера показывает, что действительные физические факты не дают прямого подтверждения гипотезы Эйнштейна; в то же время эта гипотеза необходима для вывода преобразований Лоренца.

Выводы Эйнштейна справедливы; однако *преобразования Лоренца представляют собой математическое средство и ненаблюдаемы*; они очень полезны, но *явно не имеют физического смысла*. Аналогично элемент длины ds^2 Минковского следует рассматривать как очень интересное выражение, но столь же лишенное физического смысла. В обоих случаях правило синхронизации необходимо и не доказано, хотя и не может быть опровергнуто[1]).

§ 9. Парадокс близнецов

По поводу этой классической проблемы можно дискутировать до бесконечности (см., в частности, сборник статей [5]). Один близнец спокойно сидит дома, в точке O. Другой мчится с большой скоростью к удаленной точке A, а затем сразу возвращается обратно; когда он встречается с братом, то оказывается, что путешественник заметно моложе своего брата, оставшегося дома. Эта басня имеет мораль, однако оставим ее в покое и обсудим факты. Проведем графический анализ, принимая для простоты конкретные числовые значения; пусть $v = 0{,}6\,c$, тогда

$$\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{1/2} = 0{,}8.$$

Доплеровские множители соответственно равны

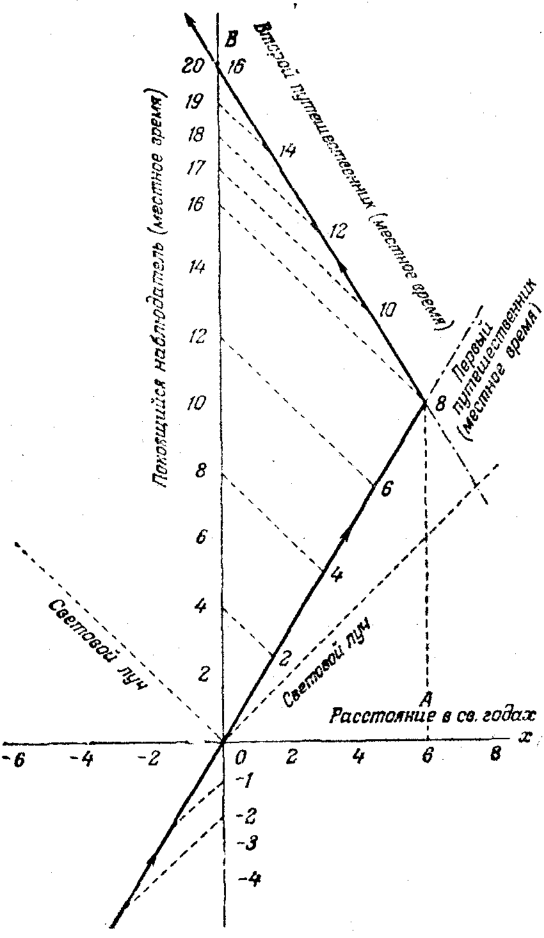
$$\left.\begin{aligned} \underset{\rightarrow}{K} &= \left(\frac{c - v}{c + v}\right)^{1/2} = \frac{1}{2} \quad \text{на пути туда,} \\ \underset{\leftarrow}{K} &= \left(\frac{c + v}{c - v}\right)^{1/2} = 2 \quad \text{на пути обратно.} \end{aligned}\right\} \qquad (5.28)$$

Расстояние OA примем равным 6 световым годам.

---

[1]) Для определенного и очень широкого круга явлений преобразования Лоренца, бесспорно, адекватны действительности. Может быть, наиболее существенным являлось бы уточнение области применимости этих преобразований. Интервал ds^2 Минковского, как известно, неплохо интерпретируется как «событие». — *Прим. ред.*

На фиг. 5.2 по оси абсцисс отложено расстояние x (в световых годах), по оси ординат — время t. По-



Фиг. 5.2.

ложение ленивого близнеца, оставшегося дома, изображено точками на вертикальной оси; там же указано его собственное время. Штриховые линии обозначают сигналы, отправляемые путешествующим близнецом через каждые два года (по его собственным часам). Его путешествие туда занимает 8 лет, затем он поворачивает и возвращается домой через 16 лет (по своим часам); встретившись со своим ленивым братом, он обнаруживает, что часы последнего показывают 20 лет! Сигналы, отправленные путешественником через 2, 4, 6, 8, 10, 12, 14, 16 локальных лет, его брат, оставшийся дома, получает соответственно через 4, 8, 12, 16, 17, 18, 19, 20 лет. Формула Эйнштейна дает абсолютное значение полной разности времен (20—16=4); однако покоящегося близнеца нельзя спутать с его путешествующим братом, поскольку сигналы, обозначенные штриховыми линиями, испытывают доплеровский сдвиг. Конечно, путешественник, кроме того, испытывает большое ускорение в момент, когда он достигает точки A. Однако пример можно изменить таким образом, что ускорений не будет; для этого нужно рассмотреть трех близнецов, один из которых остается дома, другой улетает прочь и больше не возвращается, третий движется в противоположном направлении и встречается со вторым в точке A.

Здесь вопрос об ускорении больше не возникает. Имеет место следующая ситуация: первый и второй братья сверяют свои часы на старте в точке O; второй и третий сравнивают показания часов, встречаясь в точке A; третий и первый сравнивают показания часов дома, в точке B.

Теперь становится ясной асимметрия между покоящимся близнецом и его братьями, движущимися в противоположных направлениях.

Формула Лоренца правильно описывает конечный результат, потому что мы учитываем оба направления движения (туда и обратно); на самом деле проблема сложнее, как показывает рассмотрение влияния эффекта Доплера на сигналы, испущенные путешествующим близнецом. Если привлечь третьего близнеца, то описание явления становится проще, поскольку вопрос об ускорении не возникает, и вся проблема сводится к сравнению показаний различных часов в одной и той же точке, т. е. к операции, имеющей действительный физический смысл.

В итоге наш анализ приводит к результатам, полностью согласующимся со специальной теорией относительности Эйнштейна, хотя он и основан на непривычных исходных положениях; подчеркнем лишь то условие, что *пучок света должен проходить каждый участок своего пути в обоих направлениях* — только в таком случае можно избежать детального рассмотрения эффекта Доплера и использовать лишь преобразования Лоренца. Важное значение имеет также положение, что *системы отсчета должны быть массивными* (гл. 4). Отсюда, по-видимому, следует, что при применении принципов теории относительности к очень легким частицам следует ожидать неприятностей. Действительно, в этом случае может возникнуть необходимость более точного рассмотрения, как это оказалось в случае эффекта Доплера. Тем не менее специальная теория относительности является выдающимся достижением Эйнштейна, а знаменитое соотношение между массой и энергией является фундаментальным для физики в целом.

Литература

1. *Schrödinger E.*, Phys. Zs., 23, 301 (1922).
2. *Sommerfeld A.*, Optics, New York, 1954, p. 85. (Русский перевод: *Зоммерфельд А.*, Оптика, М., 1953.)
3. *Einstein A.*, Ann. Phys., 17, 891 (1905). (Русский перевод: *Эйнштейн А.*, Собрание научных трудов, т. 1, М., 1965, стр. 7.)
4. Сб. «Лазеры», М., 1963, стр. 455.
5. American Association of Physics Teachers, «Special Relativity Theory, Selected Reprints», 1963, American Institute of Physics, New York. См. особенно статьи Скотт, стр. 80 (из Am. Journ. Phys., 27, (11), 580) и Фриша, стр. 89 (из Contemp. Phys., 2 (10), 61; 3 (2), 194).

6

ОТНОСИТЕЛЬНОСТЬ И ГРАВИТАЦИЯ

§ 1. *Тайна гравитации*

Специальную теорию относительности следует согласовать с теорией тяготения. Ньютон считал, что сила тяжести передается мгновенно на любое расстояние, — предположение, которое уже в его время казалось очень рискованным: как можно представить себе воздействия, распространяющиеся без задержки на фантастические расстояния во Вселенной? Эйнштейн предположил, что скорость распространения гравитационного взаимодействия равна скорости света:

$$v_g = c, \tag{6.1}$$

но, как мы уже отмечали в гл. 3, можно утверждать лишь то, что скорость v_g меньше или равна c. В самом деле удивительно, что мы до сих пор ничего экспериментально не знаем о распространении поля тяготения, несмотря на большое число искусных экспериментов, выполненных в этом столетии!

Мы вынуждены полагаться на несколько простых наблюдений, первым из которых является закон Галилея: в пустоте все тела падают с одинаковым ускорением. Этвеш проверил этот закон с большой точностью, и его наилучшим образом можно выразить в виде соотношения

$$M_g = M_{\text{ин}}. \tag{6.2}$$

Гравитационная масса всегда равна инертной массе. Это утверждение можно сформулировать иначе: в окрестности данной точки пространства-времени гравитационное поле можно имитировать или скомпенсировать полем ускорения. Это и есть то, что Эйнштейн назвал «принципом эквивалентности».

Идеи Эйнштейна об эквивалентности хорошо известны[1]. Лучшее рассмотрение этого вопроса, по нашему мнению, принадлежит Фоку [1], исходившему из соотношений (5.2). Разъяснения, сделанные в книге Фока, являются действительно убедительными и могут быть рекомендованы читателю (особенно введение и гл. V—VII). Фок подчеркивает несколько очень важных моментов:

а) Недостаточно изучать пространство и время локально, в бесконечно малых областях, точно так же как в классической механике недостаточно сформулировать локальные уравнения движения. Необходимо также задать граничные условия (или начальные условия в классической механике), иначе задача не будет полностью определенной. Локальные и граничные условия сложным образом взаимосвязаны; даже когда граница бесконечно удалена, граничные условия совершенно необходимы и всегда должны учитываться.

б) Эйнштейн полагал, что *нет* необходимости *в выборе каких-либо преимущественных систем координат*, а это привело к весьма неудовлетворительному сверхобобщению.

Если пространство и время однородны на бесконечности, то можно ввести *преимущественную* систему координат (определенную с точностью до преобразований Лоренца), которую Фок называет *системой гармонических координат*. Такие координаты характеризуются условиями, содержащими четыре свернутых

---

[1]) Нужно отметить, что они явно недостаточны для дедуктивного построения теории гравитации, как это было задумано Эйнштейном. Исходя из принципа эквивалентности в его первоначальном понимании, нельзя ввести риманову геометрию для описания поля гравитации. Поэтому в последнее время ряд авторов вынуждены вводить расширенное толкование этого принципа, связанное уже не с инерциальной системой координат, а с изменением римановой связности пространственно-временного континуума. Но прием подмены истолкования понятий не спасает положения. — *Прим. ред.*

символа Кристоффеля, которые приравниваются нулю:

$$\Gamma^{\nu} = g^{\alpha\beta}\Gamma^{\nu}_{\alpha\beta} = 0. \qquad (6.3)$$

Условия (6.3) не вводят никаких существенных ограничений на решение, но они уменьшают неопределенность. Этот момент впервые был отмечен де Дондэром [2] и Ланцошем [3]. Мы уже ссылались на Фока (гл. 4, § 6) и отмечали, что для физического обоснования такого выбора преимущественной системы координат следовало бы доказать, что координаты x, y, z и t, определенные таким образом, соответствуют величинам, фактически измеряемым в физической лаборатории. Фоковское математическое доказательство этого существенного упрощения является весьма интересным, но *необходимо еще показать, что его предположение совместимо с ролью массы в системе отсчета* (гл. 4) и современным определением цезиевых часов (гл. 3) или с частотным эталоном Мессбауэра.

При современной неопределенности в отношении экспериментальных законов тяготения мы склонны скорее доверять фоковской трактовке теории, чем эйнштейновской общей теории относительности, которая кажется слишком общей и слишком далекой от физической реальности [1]).

Мы полностью согласны с Фоком в том, что невозможно разбить эту задачу на две отдельные части, как это обычно делают математики. Нет совершенно никаких оснований для того, чтобы отдельно рассматривать локальные условия (уравнения движения или волновые уравнения) и уже во вторую очередь —

---

[1]) Можно углубить этот анализ, если отойти от модели звездного распределения материи. Тогда, если теория гравитации Эйнштейна имеет завершенную форму, то вообще не всегда на пространственной бесконечности пространство-время будет плоским (максимально однородным) [*Петров А. З.*, Новые методы в общей теории относительности, § 65, М., 1966]. Возникает альтернатива: или пространственно-временно́й континуум максимально однороден на бесконечности и тогда теория Эйнштейна не завершена, так как следует отбросить целые классы решений уравнений поля, или же существуют поля тяготения, геометрия которых нигде не стремится к плоской геометрии. — *Прим. ред.*

граничные условия (или начальные условия), которые, как предполагается, «задаются» произвольно для каждой задачи. Ничего нельзя считать очевидным или произвольно задавать сколь угодно долго в экспериментальной науке.

В следующих параграфах мы намерены обосновать наши рассуждения, используя определение атомных часов (второй постулат Бора) и существование уровней энергии на всех иерархических ступенях материи. Отсутствие экспериментальных данных по распространению поля тяготения вынуждает нас двигаться в темноте, на ощупь, и мы будем стараться постоянно проверять наши выводы, сопоставляя их с экспериментом.

Мы не хотим делать никаких произвольных допущений относительно распространения гравитационного поля и ограничимся *стационарным* случаем. Мы продолжаем считать пространство евклидовым и хотим рассмотреть поведение атомных часов в статическом гравитационном поле.

Так же как и при рассмотрении эффекта Доплера в гл. 3, мы подчеркнем ту чрезвычайно важную роль, которую играет фотон.

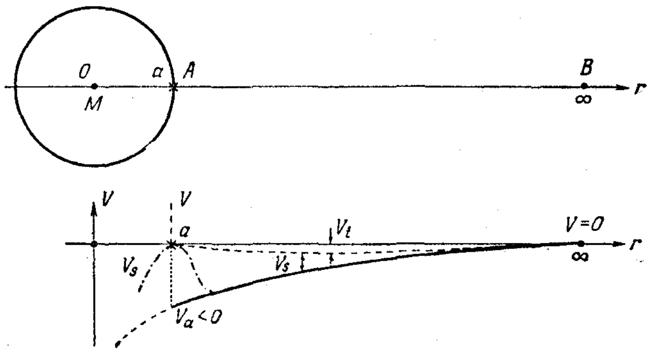
§ 2. Идеальные атомные или мессбауэровские часы и гравитационное красное смещение

Рассмотрим определение идеальных часов и проблему гравитационного красного смещения, используя исключительно понятия, связанные с постановкой эксперимента, и методы анализа операций.

Пусть покоящееся сферическое тело массы M создает гравитационный потенциал V на расстоянии r (рис. 6.1). Этот потенциал равен нулю на бесконечности и имеет отрицательное значение V_a на поверхности сферы радиуса $r = a$, где находится экспериментальная покоящаяся лаборатория. Мы сравниваем атомные часы, находящиеся на бесконечности (потенциал и напряженность поля равны нулю), с такими же часами, покоящимися в точке A, в которой гравитационный потенциал равен V_a, а сила равна f_a:

$$V_a < 0, \qquad f_a = -m\frac{\partial V_a}{\partial a}, \tag{6.4}$$

где m — масса атома. Массивная сфера массы M служит в качестве покоящейся системы отсчета, в точке A которой мы можем построить неподвижную лаборато-



Фиг. 6.1.

рию. Все условия, требовавшиеся в гл. 4, выполняются.

При нулевом потенциале и нулевой скорости атом имеет два энергетических уровня E_{10} и E_{20}, разность которых дает частоту излучения:

$$E_{10} - E_{20} = h\nu_0 = m_1c^2 - m_2c^2, \tag{6.5}$$

где m_1 и m_2 — массы атома в обоих состояниях. Проследим теперь за *атомом* (в состоянии *1*), падающим из бесконечности на поверхность сферы радиуса a, на которую он попадает со скоростью v_1. Закон сохранения энергии требует, чтобы выполнялось равенство

$$E_{10} = E_{1a} + m_1V_a + \frac{1}{2}m_1v_1^2 = E_{1a}, \tag{6.6}$$

откуда

$$V_a + \frac{1}{2}v_1^2 = 0, \tag{6.7}$$

поскольку масса m_1 в точке с гравитационным потенциалом V_a приобретает отрицательную потенциальную энергию $m_1 V_a$, которая точно компенсирует кинетическую энергию.

Аналогично

$$E_{20} = E_{2a} \quad \text{и} \quad v_1 = v_2. \tag{6.8}$$

Из равенств (6.7) и (6.8) мы видим, что энергетические уровни при свободном падении не изменяются. Но это еще не дает нам *полного* представления о частоте испускаемого излучения: мы знаем только абсолютную величину скорости v_1, *направление же этой скорости неизвестно.* Оно зависит от конкретного распределения поля и от траектории атома, а направление скорости очень важно для величины эффекта Доплера.

Совершенно необходимо *остановить падающие часы и привести их в состояние покоя* в нашей исходной системе отсчета; часы должны снова иметь нулевую скорость в этой системе, а это значит, что они должны быть остановлены и прочно закреплены в массивной системе отсчета (лаборатория в точке A), а затем должны послать синхронные сигналы фиксированной частоты по всем направлениям (эффект Доплера отсутствует).

Чтобы привести часы в состояние покоя, не внося возмущений, нам следует использовать *другой вид силы* (например, упругую силу), которая скомпенсирует силы гравитации. Мы фактически помещаем часы на стол, упругие реакции и деформации которого удерживают их в состоянии покоя, несмотря на их вес.

На фиг. 6.1 мы предположили, что компенсирующие силы зависят от потенциала V_s во время всего процесса движения часов и что полный потенциал

$$V_t = V + V_s = \varepsilon \tag{6.9}$$

очень мал, в результате чего скорость движения часов v также чрезвычайно мала. В точке A потенциал уменьшается точно до нуля, и часы приходят в состояние покоя. Штриховой кривой на фиг. 6.1 показан ход полного потенциала V_t. В точке A он резко возрастает: предполагается, что часы не могут проникнуть внутрь сферы.

Это медленное движение не меняет энергетических уровней E_1 и E_2, и частота ν остается неизменной для местного покоящегося наблюдателя. Так происходит в случае эффекта Мессбауэра, когда упругие силы в кристаллической решетке удерживают атом в состоянии покоя и уравновешивают силы гравитации. Упругие силы в эффекте Мессбауэра гасят импульс отдачи $h\nu/c$, обусловленный испусканием квантов излучения.

Атом, покоящийся в точке A, испускает фотон $h\nu_0$, идентичный фотону, испускаемому таким же атомом, покоящимся на бесконечности [формула (6.5)]. При наблюдении этого фотона на бесконечном расстоянии, в точке B, можно заметить, что он «нечувствителен» к упругим силам, хотя масса фотона μ в состоянии движения делает его «чувствительным» к гравитационному полю:

$$\mu c^2 = h\nu. \qquad (6.10)$$

Двигаясь в гравитационном поле от A до B, фотон теряет энергию и массу, а его частота уменьшается. Пусть при перемещении $dr > 0$ изменение потенциала $dV > 0$; тогда

$$d(h\nu) = -\mu\, dV = -\frac{h\nu}{c^2}\, dV$$

или

$$\frac{d\nu}{\nu} = -\frac{dV}{c^2}, \qquad (6.11)$$

где мы полагаем $c = \text{const}$, несмотря на изменение силы тяжести.

Мы можем принять, что в большинстве практических случаев увеличение потенциала от A до B является малой величиной, и записать:

$$\frac{d\nu}{\nu} = \frac{V_a}{c^2}, \qquad V_a < 0. \qquad (6.12)$$

Частота фотона уменьшается (красное смещение), и формулы (6.11) или (6.12) соответствуют предсказанию Эйнштейна. Мы сочли необходимым остановиться на всем этом подробно, особенно на вопросе о роли упругих сил в эффекте Мессбауэра, потому что большинство авторов опускают тот или иной момент, часто достигая правильного результата путем недостаточно аргументированных рассуждений.

Замечательной особенностью является то, что *локальная частота, измеренная возле покоящихся атомных часов, постоянна и не зависит от локального гравитационного потенциала.* Все наши часы, если за ними наблюдать в месте их расположения, остаются точно синхронными и «нечувствительными» к местному потенциалу V, но частота, измеряемая на расстоянии, зависит от потенциала V и не зависит от других видов потенциальной энергии.

Подчеркнем, что нестатические гравитационные поля нельзя описать потенциалом V, и, таким образом, вопрос их влияния на ход атомных часов остается открытым.

Все сказанное относится и к фотонам или гравитонам $h\nu$, которые не заряжены и реагируют только на изменения гравитационного потенциала. Заметим, что первоначальный анализ этого вопроса Эйнштейном, который рассматривал свободно падающие часы, не учитывая проблемы приведения их в состояние покоя, является неполным.

§ 3. Объяснения гравитационного красного смещения

Эксперименты Паунда и Снайдера [4], использовавших эффект Мессбауэра, обычно рассматривались как подтверждение предсказания Эйнштейна. Объяснение же, данное в предыдущем параграфе, весьма отлично от теории Эйнштейна. Поскольку этот вопрос очень важен, четко сформулируем различия:

а) *Мы пользовались евклидовым пространством и* квантовыми часами, точно соответствующими экспериментальному прибору Паунда. Мы доказали, что такие часы делают локальное определение времени независимым от гравитационного потенциала, более подробный анализ (§ 4) покажет, что влияние *грави-*

тационного поля должно быть лишь очень незначительным. При таком рассмотрении существенным было предположение о выделенной системе отсчета, покоящейся относительно массивного тела, создающего постоянное гравитационное поле, и то условие, что мы всегда должны использовать *часы, покоящиеся* в этом постоянном поле. Массивное тело, к которому прикреплена наша лаборатория, определяло нашу *преимущественную инерциальную* систему координат. И в этой *системе отсчета все часы были локально точно синхронными*, каким бы ни был гравитационный потенциал.

В такой модели *частота изменяется при движении* фотона в гравитационном поле. Можно удивиться такому заключению и спросить: «Каким образом это может происходить?» Откровенно признаемся, что мы не знаем, как это объяснить. У нас нет модели для такого эффекта. Он прямо вытекает из формулы Бора (6.3), которую никому не удалось еще «логично» объяснить. Мы вынуждены принять это как совершенно непонятный экспериментальный факт, который, однако, подтверждается огромным количеством экспериментальных наблюдений.

б) Эйнштейн использовал идеальные часы неопределенной структуры и пытался рассматривать их поведение в гравитационном поле. Это не следует принимать как критику Эйнштейна: на рубеже двух столетий ничего не было известно о том, как построить идеальные часы или как они должны были бы себя вести.

Но в связи с этим оказывается довольно трудным понять эйнштейновское рассмотрение этого вопроса [5, 6] и лучше всего отослать читателя к этим фундаментальным работам. В более ранней работе [7] мы находим превосходный и законченный анализ эффекта Доплера в специальной теории относительности, показывающий, как частота излучения зависит от угла φ между скоростью источника v и направлением наблюдения.

В работе 1911 г. [5] Эйнштейн рассматривает случай постоянного вертикального поля гравитации и предполагает, что эта ситуация должна быть *эквивалентна* другой — движению с постоянным вертикальным ускорением. Условия для такого принципа эквивалентности никогда не были точно сформулированы и подвергались сильной критике со стороны многих авторов (см., например, [1]). В 1911 г. Эйнштейн исследовал задачу о часах, начинающих вертикально падать из состояния покоя с постоянным ускорением γ; пройдя расстояние H, они приобретают скорость v. Эти часы испускают излучение частоты ν, которое неподвижному наблюдателю кажется (благодаря эффекту Доплера) имеющим частоту

$$\nu' = \nu\left(1 + \frac{v}{c}\right) = \nu\left(1 + \frac{\gamma H}{c^2}\right). \tag{6.13}$$

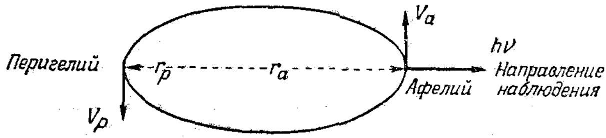
Здесь Эйнштейн использует формулу Доплера при $\varphi = 0$, полагая таким образом, что движение остается вертикальным и что излучение наблюдается из точки, где первоначально находились падающие часы. Он не рассматривает случай косого доплер-эффекта, когда частота испускаемого излучения наблюдается под углом $\varphi \neq 0$.

Все рассуждение на самом деле неясное. Прочитайте, например, следующий абзац ([6], стр. 106—107, см. также русский перевод [5], стр. 172) и постарайтесь понять, какие часы имеют одинаковую конструкцию и какие нет:

> «Для измерения времени в точке, имеющей относительно начала координат гравитационный потенциал Φ, мы должны использовать часы, которые, будучи помещены в начало координат, идут в $(1 + \Phi/c^2)$ раз медленнее, чем часы, используемые для измерения времени в начале координат».

Это весьма странно: чтобы построить часы в лаборатории, нам недостаточно измерить локальную напряженность гравитационного поля в лаборатории, но нужно также знать распределение этой напряженности во всем пространстве, вплоть до бесконечных расстояний, где $\Phi = 0$, чтобы вычислить местный потенциал Φ в лаборатории!

Связь между переменной t в уравнениях Эйнштейна и временем, измеряемым в наших лабораториях, далеко не ясна. Может возникнуть вопрос: почему мы выделили именно этот весьма частный случай вертикального движения? Можно взять другой пример: *движение атомных часов по эллиптической орбите вокруг Солнца. Масса спутника может быть большой по* сравнению с массой испускаемых или поглощаемых фотонов. К тому же траектория остается неизменной,



Фиг. 6.2.

когда масса спутника изменяется, поскольку он движется в «поле ускорения». В афелии спутник находится далеко от Солнца, так что гравитационный потенциал мал и малая скорость v_a перпендикулярна радиусу r_a (фиг. 6.2). В перигелии потенциал и скорость велики. Энергия при движении сохраняется, так что наши энергетические уровни E_1 и E_2 остаются неизменными. Выбирая очень вытянутый эллипс, мы можем сдвинуть афелий так далеко, как мы хотим, и в пределе спутник начнет двигаться по параболе; следовательно, у нас есть уверенность, что энергетические уровни останутся теми же и на бесконечности: E_{10} и E_{20}. Чтобы исключить эффект Доплера, мы можем выбрать квант $h\nu$, который излучается вдоль радиуса, следовательно, перпендикулярно скорости, и с уверенностью утверждать, что излучаемый фотон имеет постоянную частоту:

$$h\nu = h\nu_0 \qquad (6.14)$$

независимо от величины гравитационного потенциала.

Это полностью согласуется с тем, что мы говорили ранее. Вместо того чтобы наблюдать за *покоящимися* часами, мы наблюдаем здесь за часами, находящимися в течение короткого промежутка времени *на неизменном расстоянии от Солнца.* В обоих случаях получается один и тот же результат.

Эйнштейн пришел к выводу о необходимости ввести понятие искривленного пространства-времени, которое было положено в основу его общей теории относительности. Мы не видим необходимости для введения такой кривизны четырехмерного мира, потому что квантовые условия дают нам другой ответ. Эту ситуацию еще больше усложнили некоторые теоретики, использовавшие как кривизну пространства, так и квантовую теорию — смешение, ведущее к безнадежной путанице.

Попробуем подвести итог. Мы используем *атомные часы,* свойства которых определяются законами квантовой механики. Как результат мы должны предположить, что *наши часы покоятся в некоторой инерциальной системе отсчета* независимо от того, существует гравитационное поле или нет. Эти часы могут (как мы увидим в § 4) быть подвержены воздействию поля тяготения, но они «нечувствительны» к гравитационному потенциалу. Все покоящиеся часы в нашей инерциальной системе отсчета будут давать одну и ту же частоту независимо от наличия или отсутствия гравитационного потенциала. Гравитационное красное смещение обусловлено только движением фотонов.

§ 4. Возможность «грави-спектрального эффекта»

Из сказанного в § 2, 3 следует, что в статическом случае возможно изменение частоты, обусловленное гравитационным потенциалом.

Весьма странным может показаться также то, что не обнаружено ничего подобного эффектам Зеемана или Штарка, в которых частота излучения зависит *не от потенциала, а от напряженности поля.* Это просто означает, что такие эффекты *игнорировались и на них не обращали внимания,* но они должны существовать.

Мы не хотим рассматривать эту проблему в применении к γ-лучам, поскольку механизм испускания этих лучей обусловлен внутриядерными процессами и точно не известен. Мы возьмем другой случай и рассмотрим *атомные часы*, излучающие оптическую частоту ν_0. Красное смещение, вызванное гравитационным потенциалом, по-прежнему дается формулой (6.12), и мы можем использовать теорию эффекта Штарка в оптическом диапазоне. Примем, что силы, действующие на атом и удерживающие его в покое в кристаллической решетке, действуют лишь на ядро этого атома, но не на окружающие его электроны. Этой упрощенной моделью воспользовался Бриллюэн [8] для доказательства изменения частот, вызванного полем гравитации.

Электроны, окружающие фиксированное ядро, все же «чувствуют» локальное гравитационное поле f_a [формула (6.4)], которое действует с равными и параллельно направленными силами на каждый электрон точно так же, как действовало бы постоянное электрическое поле f_e:

$$ef_e = -m' \frac{\partial V_a}{\partial a} = f_a, \tag{6.15}$$

где e и m' — электрический заряд и масса электрона, и эти силы должны привести к появлению очень слабого «штарк-подобного» мультиплета. Порядок величины мультиплетного расщепления в этом случае равен

$$\Delta\nu_e = \frac{3ef_e nh}{8\pi^2 m' Ze^2} = 137\,\frac{3nef_a}{4\pi m' Zc}, \tag{6.16}$$

где Ze — заряд ядра, n — целое число, $hc/2\pi e^2 = 137$.

Используем теперь формулу (6.15) и рассмотрим ситуацию, имеющую место в точке A (фиг. 6.1), где атом находится на расстоянии a от центра притяжения O массы M:

$$ef_e = f_a = -\frac{m' GM}{r^2}, \tag{6.17}$$

где G — гравитационная постоянная. Следовательно,

$$\Delta\nu_g = -137 \frac{3n}{4\pi Zc} \frac{GM}{r^2} \tag{6.18}$$

для «грави-спектрального» штарк-эффекта.

Сопоставим это новое расщепление, вызванное гравитационными силами, с красным смещением, создаваемым гравитационным потенциалом [формула (6.12)]:

$$V_g = -\frac{GM}{r}, \qquad \frac{\delta\nu_{\text{рел}}}{\nu} = \frac{V_g}{c^2} = -\frac{GM}{rc^2}. \tag{6.19}$$

Порядки этих величин можно легко сравнить:

$$\frac{\Delta\nu_g}{\delta\nu_{\text{рел}}} = 137 \frac{3n\lambda}{4\pi Zr}, \tag{6.20}$$

где $\lambda = c/\nu$ — длина волны. Таким образом, «грави-спектральный» эффект $\Delta\nu_g$ — порядка 137 (λ/r), тогда как релятивистское красное смещение — порядка $\delta\nu_{\text{рел}}$. Его можно было бы наблюдать лишь на очень малых расстояниях от центра притяжения массы M.

Наш краткий анализ показывает, что прямые эффекты *гравитационного* поля должны существовать, но их практическое наблюдение связано с большими трудностями. И теория Эйнштейна, и квантовая теория атома игнорировали эти явления, поэтому экспериментальная проверка их имела бы большое значение.

Литература

1. *Фок В. А.*, Теория пространства, времени и тяготения, М., 1955.
2. *de Donder T.*, La gravitique Einsteinienne, Paris, 1921.
3. *Lanczos C.*, Phys. Zs., 23, 537 (1922).
4. *Pound R. V.*, *Snider R. L.*, Phys. Rev., **140**, 788 (1965).
5. *Einstein A.*, Ann. Phys. **35**, 898 (1911). (Русский перевод: *Эйнштейн А.*, Собрание научных трудов, т. 1, стр. 165, М., 1965.)
6. *Einstein A.*, Principle of Relativity, New York, 1924.
7. *Einstein A.*, Ann. Phys., **17**, 891 (1905). (Русский перевод: *Эйнштейн А.*, Собрание научных трудов, т. I, М., 1965, стр. 7.)
8. *Brillouin L.*, Proc. Natl. Acad. Sci. USA, **67**, 1529 (1967).

7

ГРАВИСТАТИЧЕСКАЯ ПРОБЛЕМА В СЛУЧАЕ СФЕРИЧЕСКОЙ СИММЕТРИИ

§ 1. Новый подход к старой проблеме

В гл. 4, § 7 мы рассматривали знаменитую задачу Шварцшильда в рамках теории Эйнштейна. Мы должны отметить, что эту задачу обычно формулируют несколько странным способом: рассматривают случай «покоящейся точечной массы» и ищут решение, обладающее сферической симметрией в пространстве и не зависящее от времени. Это ничего не говорит о *граничных условиях.* Далее, при таком рассмотрении предполагается, что на больших расстояниях метрический тензор должен соответствовать *евклидову пустому пространству,* определяя таким образом граничные условия на бесконечности, но никакие конкретные условия для малых расстояний от источника не задаются. Полная формулировка задачи должна содержать в себе условия на малой сфере радиуса a, включающей источник (который является особой точкой). При шварцшильдовском рассмотрении значение r_0 не задается, а величину «точечной массы» вводят только в конце вычисления, чтобы получить потенциал, изменяющийся на больших расстояниях r как Gm/r, где G — гравитационная постоянная. Это одна из причин того, почему в решении Шварцшильда остается так много неопределенностей. При нашем рассмотрении мы увидим, что шварцшильдовская масса m равна сумме массы центральной точки и массы, распределенной в поле.

Мы будем исходить из классической задачи гравитационного поля вокруг сферы данной массы и данного радиуса; затем мы рассмотрим вопрос о том, как это решение нужно видоизменить, чтобы учесть роль распределения массы в пространстве вокруг этой сферы с плотностью, отвечающей плотности энергии гравитационного поля (в силу соотношения между массой и энергией).

Это должно дать разумное обобщение классического решения, в котором можно будет правильно понять физический смысл всех величин. Уравнения Эйнштейна при этом не используются.

§ 2. Сравнение гравистатики с электростатикой

В статической задаче со сферической симметрией мы сразу же замечаем, что можно опустить переменную t, которая не играет никакой роли. В силу сказанного в гл. 6 мы можем пользоваться *преимущественной системой отсчета*, начало координат которой покоится в центре сферической массы; в этой системе отсчета все атомные часы сохраняют полную синхронность, и мы имеем повсюду *единое* определение времени. Это не является помехой для известного гравитационного красного смещения (рассмотренного в гл. 6), происходящего в результате движения фотонов массы $h\nu/c^2$ в гравитационном поле.

Мы можем теперь сравнить аналогичные задачи теории тяготения и электростатики. Это было сделано Бриллюэном и Люка [1] и Мангеймером [2]. В обоих случаях мы исходили из сил, изменяющихся с расстоянием пропорционально r^{-2}. Мы имеем следующие законы:

а) закон Кулона для зарядов Q_1 и Q_2 и диэлектрической постоянной ε:

$$\mathbf{f} = \frac{Q_1 Q_2}{\varepsilon r^2}\,\mathbf{r}^0; \tag{7.1}$$

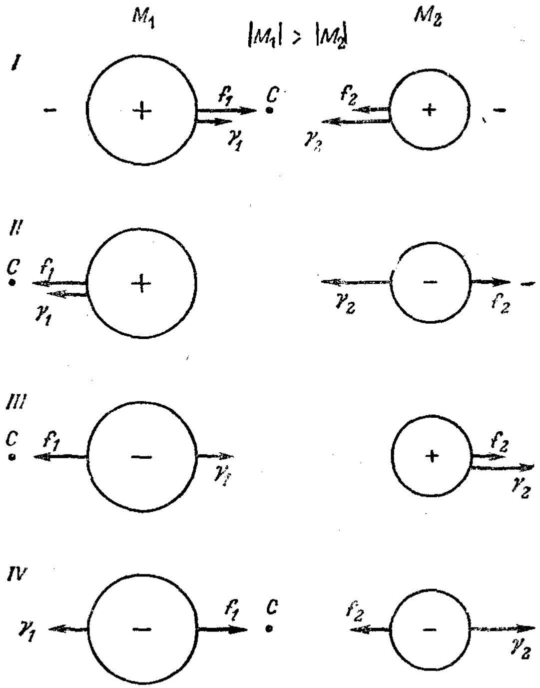
б) закон Ньютона для масс M_1 и M_2 и гравитационной постоянной G:

$$\mathbf{f} = -G\frac{M_1 M_2}{r^2}\,\mathbf{r}^0, \qquad G = 6{,}66\cdot 10^{-8} \text{ ед СГС}. \tag{7.2}$$

Здесь $\mathbf{r}^0$ — единичный вектор в направлении $\mathbf{r}$. Обе формулы (7.1) и (7.2) будут тождественны, если положить

$$\varepsilon = -\frac{1}{G} = -1{,}5 \cdot 10^7. \qquad (7.3)$$

Ньютоновское притяжение соответствует большой отрицательной диэлектрической постоянной. Мы не-



Фиг. 7.1.

однократно говорили о необходимости пользоваться как положительными, так и отрицательными массами, поскольку мы можем иметь как положительные, так и отрицательные энергии, а соотношение между массой и энергией должно сохраняться неизменным:

$$E = Mc^2. \qquad (7.4)$$

Для каждой частицы имеется лишь один коэффициент M; этот коэффициент играет свою роль в вышеприведенном соотношении, а также во втором законе Ньютона:

$$\mathbf{f} = M\boldsymbol{\gamma}, \tag{7.5}$$

где $\boldsymbol{\gamma}$ — ускорение. На фиг. 7.1 показаны знаки силы $\mathbf{f}$ и ускорения $\boldsymbol{\gamma}$ в разных случаях двух масс M_1 и M_2, взаимодействующих друг с другом.

Фиг. 7.1 показывает, как сильно «массовая плазма» отличалась бы от электрической плазмы; притяжения и отталкивания привели бы к разным видам «смеси» в обоих случаях. Заметим, что ускорение одинаково как для положительных, так и для отрицательных движущихся объектов в согласии с классическим понятием «поля ускорения».

§ 3. Некоторые важные формулы электростатики

Выпишем несколько классических формул, которые мы можем использовать как для электростатики, так и для гравистатики:

$$\mathbf{F} = -\nabla V, \tag{7.6}$$

$$\mathbf{D} = \varepsilon\mathbf{F}, \tag{7.7}$$

$$\nabla\mathbf{D} = 4\pi\rho_0, \tag{7.8}$$

где V — статический потенциал, $\mathbf{F}$ — напряженность поля, $\mathbf{D}$ — индукция, ρ_0 — плотность массы или плотность электрического заряда. Плотность энергии поля дается соотношением

$$\mathscr{E} = \frac{1}{8\pi}(\mathbf{F}\mathbf{D}) \tag{7.9}$$

или, при условии, что $\varepsilon = \text{const}$,

$$\mathscr{E} = \frac{\varepsilon F^2}{8\pi} = \frac{D^2}{8\pi\varepsilon}. \tag{7.10}$$

Рассмотрим теперь точечный заряд Q (или точечную массу M). В этом случае

$$\mathbf{D}=\frac{Q}{r^2}\,\mathbf{r}^0,\qquad \mathbf{F}=\frac{Q}{\varepsilon r^2}\,\mathbf{r}^0,\qquad V=\frac{Q}{\varepsilon r}. \tag{7.11}$$

Формула для плотности энергии электростатического поля (7.9) уже использовалась в гл. 2, где было показано, что объемный интеграл от этой плотности дает классическую потенциальную энергию. Разница между электростатикой и гравистатикой заключается в том, что точечный заряд Q может существовать на самом деле, тогда как точечная масса M практически невозможна. Каждая масса M окружена атмосферой *распределенной массы*, плотность которой соответствует плотности энергии поля [формулы (7.4) и (7.9)].

Покажем сначала, как дополнить и исправить формулы (7.11), когда массу нельзя более считать бесконечно малой. Мы не будем касаться вопроса о том, что может происходить внутри сферы радиуса a; эта внутренняя задача представляет самостоятельный интерес. Итак, мы выбираем для рассмотрения *сферическую оболочку* или пузырь массой M_0. Если *масса M_0 равномерно распределена* по сфере, то поле внутри оболочки отсутствует. Следовательно, внутри оболочки отсутствуют какие-либо поправки к обычной теории. Вне оболочки как первое приближение могут использоваться соотношения (7.11). С учетом соотношения между массой и энергией (7.4) они дают плотность энергии и плотность массы $\mathcal{U}_g$ [формулы (7.9) и (7.10)]:

$$\mathscr{E}=\frac{1}{8\pi}(\mathbf{FD})=-G\frac{M_0^2}{8\pi r^4}=\mathcal{U}_g c^2 \quad \text{при} \quad r\geqslant a. \tag{7.12}$$

Таким образом, вокруг оболочки M_0 радиуса a мы обнаруживаем атмосферу отрицательной массы. Эта атмосфера, окружающая M_0, *всегда отрицательна*, каким бы ни был знак массы M_0. Полная масса M_g, распределенная в поле, получается прямым интегрированием по всему пространству:

$$M_g=-\frac{GM_0^2}{2ac^2}. \tag{7.13}$$

Эта формула соответствует формуле для электромагнитной массы электрона и дает *очень малую* относительную поправку, когда $|GM_0/2c^2a|$ мало. Масса M_0 могла бы быть измерена только приборами, размещенными очень близко к оболочке. На больших расстояниях r мы измеряем полную массу

$$M_t = M_0 + M_g + \ldots = M_0\left(1 - \frac{GM_0}{2c^2a} + \ldots\right), \quad \left|\frac{GM_0}{2c^2a}\right| \ll 1. \tag{7.14}$$

В случае, если $|GM_0/2c^2a|$ окажется большим, мы должны рассматривать приближение более высокого порядка. Сразу же обратим внимание на *нелинейный характер* гравистатики и наличие *асимметрии между положительными и отрицательными массами.*

§ 4. Полное гравистатическое поле с учетом окружающего распределения плотности массы

Мы можем легко сформулировать фундаментальные законы гравистатики. Исходя из формул для плотности энергии и плотности массы (7.3), (7.4) и (7.10), имеем

$$\mathcal{U}_g = -\frac{GD^2}{8\pi c^2}, \tag{7.15}$$

а комбинируя (7.15) с (7.8), получаем

$$\nabla \mathbf{D} = 4\pi\mathcal{U}_g = -\frac{1}{2}gD^2, \quad \text{где} \quad g = \frac{G}{c^2}. \tag{7.16}$$

Это и есть наш *фундаментальный нелинейный закон гравистатики.* Используем теперь наше условие для случая сферической симметрии, предполагая, что $\mathbf{D}$ вдоль радиуса равно D_r:

$$\frac{1}{r^2}\frac{d}{dr}\left(r^2D_r\right) = -\frac{1}{2}gD_r^2. \tag{7.17}$$

Мы замечаем, что величина r_2D_r равна полной массе M_r внутри сферы радиуса r [см. формулу (7.11)]:

$$\frac{dM_r}{dr} = -\frac{1}{2}g\frac{M_r^2}{r^2}, \qquad M_r = r^2D_r. \tag{7.18}$$

Используя приведенную массу m_r, которая была определена в (4.3):

$$m_r = \frac{G}{c^2} M_r = gM_r = gr^2 D_r, \tag{7.19}$$

мы получаем уравнение

$$\frac{dm_r}{dr} = -\frac{m_r^2}{2r^2}. \tag{7.20}$$

Интегрирование дает

$$\frac{1}{m_r} = -\frac{1}{2r} + \frac{1}{2\alpha}, \tag{7.21}$$

где α — постоянная интегрирования; следовательно,

$$m_r = \frac{2r\alpha}{r-\alpha}, \qquad D_r = \frac{2\alpha}{r(r-\alpha)}.$$

На больших расстояниях мы получаем ньютоновское поле для полной массы m_t (масса оболочки m_0 плюс полевая масса m_f):

$$m_t = m_0 + m_f = 2\alpha, \qquad r \gg \alpha,$$

но (7.21) дает

$$m_0 = \frac{2a\alpha}{a-\alpha} = \frac{m_t}{1-(m_t/2a)}. \tag{7.22}$$

Это есть точное решение, в то время как наше уравнение (7.14) давало только *первое приближение*:

$$m_0 = \frac{m_t}{1-(m_0/2a)}. \tag{7.14'}$$

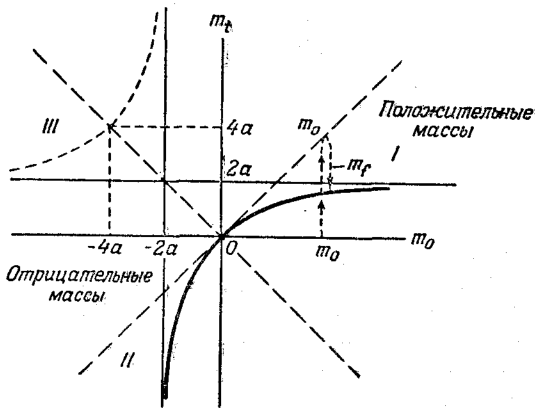
Согласно точной формуле (7.22), существует сингулярность при

$$a = \frac{m_t}{2}. \tag{7.23}$$

Подробнее этот результат, соответствующий условиям *гравитационного коллапса,* мы разберем в следующем параграфе.

§ 5. Анализ результатов

Прежде чем приступить к обсуждению результатов этой главы, мы должны сделать одно важное замечание. *Масса, распределенная в поле, всегда отрицательна*, поскольку гравитация соответствует отрицатель-



Фиг. 7.2.

ной диэлектрической постоянной [формула (7.3)]. Следовательно,

$$m_t - m_0 = m_f < 0, \tag{7.24}$$

где m_f — полевая масса. Используя уравнение (7.22), мы получаем

$$m_t - m_0 = -\frac{m_0 m_t}{2a}, \quad \text{т. е.} \quad m_0 m_t > 0. \tag{7.25}$$

Масса оболочки m_0 и полная масса m_t всегда имеют одинаковые знаки. Фиг. 7.2 дает наглядное представление о соотношении между m_0 и m_t; кривая представляет собой равнобочную гиперболу; физический смысл имеют только следующие области: область I с $m_0 > 0$ и $m_t \geq 0$ — положительные массы; область II с $m_0 < 0$ и $m_t < 0$ — отрицательные массы, а область III с $m_0 < 0$ и $m_t > 0$ физического смысла не имеет.

Поражает наличие резкой асимметрии между положительными и отрицательными массами. В случае *положительных масс* мы видим, что полная приведенная масса m_t не может превышать $2a$:

$$m_t \leqslant 2a \quad \text{при} \quad m_0 \to \infty. \tag{7.26а}$$

Это опять выражает условие (7.23).

В случае *отрицательных масс* мы имеем совсем иную ситуацию:

$$m_t \to -\infty, \qquad m_0 \geqslant -2a. \tag{7.26б}$$

Эти странные ограничения требуют более глубокого анализа.

Вернемся теперь к условию (7.23), дающему критическое соотношение между массой m_t и радиусом оболочки a. При равенстве *радиуса а половине полной массы* m_t (масса центральной оболочки плюс масса, распределенная в окружающем поле) возникает гравитационный коллапс. Мы можем сравнить этот результат с тем, что получен в теории Эйнштейна, — он приводился в гл. 4 [формулы (4.3) — (4.8)]. Эйнштейн не рассматривал распределения массы между центральным телом и полем, а его масса m соответствует нашей m_t.

Кроме того, Эйнштейн не указывал, какой тип координат следует выбирать, и считал такое положение удовлетворительным. Мы подчеркнули необходимость произвести такой выбор прежде, чем делать какие-либо попытки экспериментальной проверки, и предположили, что пространство изотропно и евклидово. Это соответствует формулам (4.5) и (4.6), в которых мы также получили, что критический радиус равен $^1/_2 m$. Налицо полное соответствие между нашим элементарным рассмотрением и эйнштейновским решением для евклидова пространства.

Практический анализ результатов этой главы отвечает на вопрос, затронутый в гл. 4, и решительно наводит на мысль, что изотропное евклидово пространство с переменной скоростью света представляло бы модель, наиболее близкую к экспериментальным физическим условиям.

Фоковская преимущественная система отсчета [формулы (4.7) и (4.8)] не согласуется с нашим физическим рассмотрением.

Литература

1. *Brillouin L.*, *Lucas R.*, Journ. Phys. Radium, **27**, 229 (1966).
2. *Mannheimer M.*, Ann. de Phys., **1**, 189 (1966).

8

ЗАМЕЧАНИЯ И ПРЕДЛОЖЕНИЯ

§ 1. Смысл спектральной линии

Вопрос о сущности спектральной линии ставился часто, и на него давали различные ответы. Спектральная линия определяет длину волны в оптике, и на протяжении многих лет все методы ее наблюдения были основаны на использовании явления интерференции. В учебниках оптики говорили о «частоте» и приводили рисунки в обратных сантиметрах (ввиду неопределенности скорости света c). Как мы видели в гл. 3, в настоящее время спектральные линии используются также для определения фактической частоты в обратных секундах; во введении мы подчеркнули, что это приводит к весьма неопределенной ситуации. Официальная единица длины основана на использовании спектральной линии криптона-86, а единицу времени определяют, используя спектральную линию цезия. Следовательно, если мы захотим измерить скорость света c, мы должны вычислить отношение частот (или длин волн) спектральных линий криптона и цезия! С научной точки зрения это странно и нелогично.

Рассматривая гравитационное красное смещение (гл. 6), мы считали h и c константами. Однако многие авторы полагают, следуя Эйнштейну, что в любом статическом гравитационном поле, для которого можно ввести гравитационный потенциал, скорость света c зависит от потенциала. Уместно задать вопрос: связано ли красное смещение с увеличением длины волны (при постоянной частоте), или его следует истолковывать как уменьшение частоты?

В гл. 6 полученные нами результаты мы интерпретировали с точки зрения действительного изменения частоты и нашли, что эту точку зрения трудно объяснить физически. Значительно легче было бы понять изменение скорости света c, вызванное изменением длины волны λ при постоянной частоте ν.

В настоящее время это утверждение доказано экспериментально Шапиро [1] в ряде блестящих наблюдений, где использовался узконаправленный лазерный пучок света, который отражался от Меркурия и на обратном пути к Земле проходил очень близко к Солнцу. Скорость луча около Солнца была меньше; отчетливо можно было наблюдать задержку луча на 125 микросекунд. Этот эксперимент с полной ясностью указывает на то, что скорость света в окрестности Солнца меньше, чем вдали от него.

В связи с этими проблемами следует вспомнить очень интересную работу Люка [2], в которой рассматривается, какие физические эффекты могут наблюдаться при изменении гравитационного потенциала. Люка высказывает очень интересную гипотезу, что отношение h/c^2 остается *постоянным*, и это влечет за собой постоянство отношения массы к частоте. Эта гипотеза имеет то важное достоинство, что в случае ее принятия наш анализ экспериментов Паунда (см. гл. 6, § 2) остается без изменений.

§ 2. Общая теория гравитации и опыт

Завершив создание своей общей теории относительности, Эйнштейн предсказал ряд эффектов, которые можно было надеяться проверить на опыте. С тех пор было затрачено много труда и получено очень мало практических результатов. Прежде всего следует указать со всей ясностью на то, что такого рода эффекты не являются специфическими только для теории Эйнштейна; *используя соотношение между массой и энергией, можно получить аналогичные результаты* приблизительно того же порядка величины.

Например, Эйнштейн предсказывает *отклонение луча света*, проходящего около поверхности Солнца; однако тот же результат можно получить, рассматривая луч света как поток фотонов с энергией $h\nu$ и массой $h\nu/c^2$. Различие лишь в численном коэффициенте: результат Эйнштейна в два раза превышает величину, полученную путем рассмотрения фотонов. Экспериментальные данные в этой области очень бедны и имеют погрешность до 100%; подробный анализ старых результатов можно найти в книге Шази [3]; новые эксперименты не лучше[1]). Беспристрастное рассмотрение этих экспериментов показывает, что здесь существенную роль играют многочисленные причины, вызывающие искажение результатов; наиболее вероятной известной нам причиной являются турбулентные потоки в солнечной атмосфере. Опыты Шапиро [1], несомненно, более надежны, чем наблюдение отклонения лучей света.

Подчеркнем также возможное влияние *солнечного ветра*, образующегося в результате превращения примерно десяти миллионов тонн вещества в секунду в энергию излучения!

Смещение перигелия Меркурия (43″ за столетие) называли блестящим подтверждением предсказания теории — 42″,6; однако сошлемся на Шази [3], который нашел ряд других примеров в солнечной системе, когда предсказания Эйнштейна противоречат опыту. Трудно поверить всерьез в совпадение с точностью до долей секунды в случае Меркурия, когда в других случаях теория приводит к ошибочному или даже имеющему противоположный знак результату. Давайте будем объективными и признаем, что могут существовать и другие неизвестные сложные причины этого явления. Вычисления Шази относятся к смещению перигелия четырех планет и нескольких спутников, обращающихся вокруг планет (например, к Луне). Вычисления очень трудны, поэтому ошибки по крайней мере в 5″ за столетие, по-видимому, неизбежны. Теория Эйнштейна предсказывает $^1/_6$ от истинного значения смещения перигелия для Марса и практически нуль для Венеры. Добавим к этому, что сплющенность Солнца, открытая Дикке, вызывает возмущения,

---

[1]) Последние работы американских ученых, по-видимому, позволяют гарантировать точность около 4%. — *Прим. ред.*

которые наверняка сводят на нет согласие теории с экспериментом для Меркурия. Этот вопрос нельзя считать окончательно решенным[1]).

§ 3. Переоценка Бриджменом теории относительности

На содержание данной книги сильно повлияли идеи Бриджмена и подчеркиваемая им необходимость постоянного соотнесения теории с опытом. Его точка зрения совпадает с точкой зрения автора настоящей книги, а также находится в полном согласии с традиционными взглядами большой школы французских естествоиспытателей, особенно Бертло [4], Кюри [5] и М. Бриллюэна [6].

Нам следует рассмотреть содержание и привести некоторые цитаты из последней книги Бриджмена [7], опубликованной после его безвременной смерти. В ней содержится подробный критический анализ теории относительности с точки зрения, «азбучной для искушенного человека». Мы неоднократно будем иметь возможность убедиться, что анализ Бриджмена очень близок к нашему; мы смеем думать, что данную книгу можно рассматривать как развитие идей и методов Бриджмена.

Для «удобства» Бриджмен начинает в первой главе с уравнений Лоренца и с самого начала выражает убеждение в том, что формулы Лоренца представляют собой не более, чем «рабочий инструмент» теории относительности. Мы согласны с такой характеристикой и пытались провести четкое различие между нашей и общепринятой точками зрения, введя специальный постулат с целью устранения эффекта Доплера в первом порядке и сохранения эффектов только второго порядка (см. гл. 5).

---

[1]) Наблюдения Дикке [Phys. Rev. Lett., 18, № 9, 13 (1967)], к результату которых он сам относился достаточно осторожно, могут объяснить самое большее 8—20% смещения перигелия Меркурия. — *Прим. ред.*

Бриджмен очень ясно рассматривает проблемы, связанные с установкой и синхронизацией часов. Имея в виду глубокий критический анализ Рейхенбаха [8], интересно отметить, как Бриджмен защищает старый простой метод размещения часов путем транспортировки этих часов из одного места в другое. Он показывает, как можно корректно определить этот метод, чтобы он был в полном согласии с рассуждениями Эйнштейна и Рейхенбаха.

Обратим также внимание на ту осторожность, с которой Бриджмен говорит о галилеевых системах отсчета ([7], стр. 78—79):

> «Галилеева система отсчета представляет собой жесткий физический каркас, с которым можно связать координатную систему.... Составные части каркаса не подвержены внутренним напряжениям.... Если он связывается с частицей (находящейся в его начале), то *должна быть в наличии некоторая масса*, играющая роль начала каркаса.... Допустим, мы хотим использовать этот каркас в качестве системы точек приложения различных сил, которыми мы намереваемся действовать на различные частицы с целью сообщить им какое-либо заданное состояние движения; тогда, *очевидно, мы должны сделать каркас жестким и массивным*. Слово «массивный» означает: во много раз тяжелее, чем любая из частиц, которые могут вступать во взаимодействие с Землей, с точностью до небольших поправок».

Утверждение Бриджмена полностью согласуется с точкой зрения, изложенной в гл. 4 данной книги.

В брошюре Бриджмена много ярких мест; каждый физик получит большое наслаждение, читая ее и разбирая предложения автора. Из числа многих блестящих идей отметим одну, очень забавную (стр. 159, 160). Бриджмен сравнивает электродинамику с ее *константой* c *— скоростью света* и классическую механику «свободных» движущихся материальных точек, которые относительно некоторой галилеевой системы отсчета имеют *данную постоянную скорость* v в любой момент времени. Между ними имеет место поразительная аналогия! Он интересуется, могло бы ли это сходство быть глубоким, можно ли для *инертных масс найти уравнения, подобные уравнениям электромагнитного поля.* Он допускает возможность того, что есть ряд физических эффектов, которые до сих пор не поддавались обнаружению. Для описания электромагнитного поля требуется наличие двух векторов **E** и **H**; если предположить, что инерциальный вектор **E** соответствует гравитации, то какое значение должно было бы иметь инерциальное поле **H**?

Бриджмен не вдается в подробности; однако, несмотря на его общеизвестную осторожность, он не боится высказывать подобную фантастическую гипотезу. Эта гипотеза заслуживает внимательного изучения. Сказанное здесь может служить введением в исследования Карстуа, изложенные в следующем параграфе.

§ 4. *Гравитационные волны и предположения Карстуа*

Карстуа [9] исходит из анализа Бриллюэна и Люка [10], который был изложен в гл. 7. Мы подчеркивали поразительную аналогию между электростатикой и уравнениями, описывающими статическое гравитационное поле **F** (гравистатика). С целью рассмотрения нестатических проблем Карстуа вводит *второе гравитационное поле*, называемое *гравитационным вихрем* **Ω**; предполагается, что между этими двумя полями устанавливается связь с помощью уравнений, подобных уравнениям Максвелла, и они распространяются со скоростью света c.

Как известно, уравнения Максвелла содержат две константы: диэлектрическую постоянную ε и магнитную восприимчивость μ, связанные соотношением

$$\varepsilon\mu c^2 = 1, \tag{8.1}$$

из которого можно определить скорость c распространения волн.

По аналогии Карстуа вводит две гравитационные константы ε_g и μ_g. Для ε_g берется то же значение, что и в уравнении (7.1):

$$\varepsilon_g = -\frac{1}{G}, \tag{8.2}$$

где G — ньютоновская гравитационная постоянная. Отсюда вытекает, что следует взять

$$\mu_g = -\frac{G}{c^2}, \tag{8.3}$$

чтобы выполнялось соотношение (8.1). Фактически Карстуа использует другую систему единиц, что приводит к замене G на $4\pi\gamma$; кроме того, наше гравитационное поле $\mathbf{F}$ он обозначает посредством $\mathbf{G}$. Записывая уравнения Максвелла для гравитации, Карстуа получает систему

$$\left.\begin{aligned} \operatorname{rot}\mathbf{F} &= -\frac{\partial\mathbf{\Omega}}{\partial t}, & \operatorname{rot}\mathbf{\Omega} &= \frac{1}{c^2}\frac{\partial\mathbf{F}}{\partial t} - \frac{G}{c^2}\mathbf{J}_g, \\ \nabla\mathbf{F} &= -G\rho_g, & \nabla\mathbf{\Omega} &= 0, \end{aligned}\right\} \tag{8.4}$$

где ρ_g — плотность массы, $\mathbf{J}_g$ — гравитационный ток, $\mathbf{\Omega}$ — гравитационный вихрь.

Затем Карстуа рассматривает возможную роль гравитационного вихря в проблеме устойчивости вращающихся масс и обсуждает ряд проблем космогонии.

Рассмотрим снова нелинейную задачу, обсуждавшуюся в гл. 7; мы обнаруживаем, что уравнение распространения волн имеет аналогичные особенности. Плотность энергии поля состоит из двух слагаемых, одно из которых пропорционально $|\mathbf{F}|^2$ [ср. с формулой (7.10)], а другое — $|\mathbf{\Omega}|^2$. Плотности энергии отвечает плотность дополнительных масс, т. е. дополнительное слагаемое

$$\rho_{\text{доп}} = \frac{1}{Gc^2}\,\frac{|\mathbf{F}|^2 + c^2|\mathbf{\Omega}|^2}{8\pi}, \tag{8.5}$$

и мы, таким образом, приходим к нелинейным уравнениям распространения гравитации. Как отмечалось в гл. 7, слагаемое $\rho_{\text{доп}}$ всегда описывает отрицательную плотность масс. Развитие теории Карстуа открывает широкое поле для дальнейших исследований. Что такое гравитационный вихрь и какую роль он может играть? Как и при каких обстоятельствах его можно наблюдать? Здесь мы отметим только, что эта новая линия исследования, возможно, не очень далека от описания с помощью уравнений Эйнштейна для распространения гравитации, так как некоторым авторам уже удалось привести уравнения Эйнштейна к виду, подобному формулам (8.4). Читателя, желающего познакомиться с дальнейшим развитием теории, мы отсылаем к работам Карстуа.

Укажем теперь, что подобие гравитационных уравнений Карстуа и уравнений электродинамики Максвелла приводит к ряду любопытных предсказаний: волны обоих типов поперечны и распространяются с одной и той же скоростью c; это обстоятельство должно способствовать сильному взаимодействию, если оно вообще возможно; однако возможность взаимодействия немедленно становится ясной из следующих рассуждений. Плотность энергии электромагнитного поля, согласно классической формуле, равна

$$\mathscr{E}_{\text{эм}} = \frac{\varepsilon \mathbf{E}^2}{8\pi} + \frac{\mu \mathbf{H}^2}{8\pi} = \rho_{\text{эм, доп}} c^2, \tag{8.6}$$

где **E** и **H** обозначают соответственно электрическое и магнитное поля. Эта *плотность электромагнитной энергии* $\mathscr{E}_{\text{эм}}$ отвечает положительной плотности массы $\rho_{\text{эм, доп}}$, которую следует добавить к отрицательной плотности $\rho_{\text{доп}}$ (8.5), а это суммарное распределение масс при любом типе электромагнитного поля порождает новое гравитационное поле. Таким образом, мы получили очень ясное указание на простую связь между электромагнетизмом и гравитацией; эта проблема остается открытой для дальнейшего исследования[1].

[1]) Идея «максвеллизации» уравнений поля гравитации очень стара. Первым ею занимался сам Максвелл [*Максвелл Д. К.*, Избр. соч. по теории электромагнитного поля, М., 1954]. При развитии такой теории его озадачила определенно отрицательная энергия поля, почему он и прекратил ею заниматься далее. Можно указать более десятка работ в этом направлении и среди них за последние годы: *Петров А. З.*, ДАН, **190**, 305 (1970); *Dehnen*, Ann. der Phys., 7, B. 13, H. 3—4 (1964); *Burghardt R.*, Acta Phys. Austr., **32**, 272—281 (1970). — *Прим. ред.*

Уже после написания рассмотренных здесь работ Карстуа обнаружил у Хевисайда [11] весьма необычное замечание, в котором он предлагает описывать гравитацию посредством системы уравнений, очень похожих на уравнения электродинамики Максвелла и на формулы Карстуа. Хевисайд показывает, что в эти уравнения должно входить второе поле, подобное магнитному полю; это не что иное, как вихрь Карстуа Ω. Кажется странным, что такая важная работа осталась незамеченной на протяжении многих лет; однако читателю следует вспомнить, что Хевисайд был непризнанным гениальным физиком, покинутым всеми, кроме немногих преданных друзей.

§ 5. Требуется гразер!

Мы подходим к концу нашего очерка. После обсуждения многих проблем, как теоретических, так и экспериментальных, мы приходим к следующему выводу: то, чего не мог совершить гений Эйнштейна, вряд ли сможет достичь кто-либо из современных ученых, даже столь же гениальный. С начала этого века мы накопили огромное количество знаний; многие из наших открытий имели экспериментальную почву, а теория может развиваться только на прочной основе эмпирических данных. Когда мы рассматриваем гравитацию, ее природу и ее распространение, мы должны честно признать, что прогресс в этой области почти отсутствовал. Мы знаем сейчас не намного больше, чем сто лет назад, «потому что измеряемые эффекты крайне незначительны». Поскольку мы не можем изменить их порядок величины, то единственное, что мы можем сделать, — это изменить нашу экспериментальную методику.

Радиотехника находилась на мертвой точке до тех пор, пока Де Форест не изобрел усилительную лампу; развитие оптики происходило медленно до тех пор, пока Таунс[1]) не изобрел мазеры и Кастлер не

---

[1]) Точнее, А. М. Прохоров, Н. Г. Басов и Ч. Таунс, получившие втроем за это открытие Нобелевскую премию. — *Прим. ред.*

сконструировал лазеры. Кому суждено в наше время построить *гразер*, мощный усилитель гравитационных волн? Когда наши экспериментальные средства станут в миллион раз более мощными, чем сегодня, тогда мы будем в состоянии наблюдать гравитационные волны, измерять их частоту, скорость, исследовать способ их распространения.

Мы узнáем, являются ли эти волны продольными (как звуковые волны в газах), или поперечными (подобно электромагнитным), или смешанными, тензорными волнами. Многие физики считали их продольными; напротив, Хевисайд, Бриджмен и Карстуа предполагали, что они являются поперечными, как электромагнитные волны. Мы должны быть в состоянии дать ответ по крайней мере на этот вопрос!

С помощью гразера мы сможем установить, действительно ли скорость гравитационных волн равна скорости света. Если окажется, что гравитационные волны распространяются со скоростью, меньшей c, то следует ожидать появления *гравитационных ударных волн* при движении частиц со скоростями, близкими к c, а таких частиц много. Можно было бы решить ряд важных проблем, открылось бы много новых путей. Изобретение гразера открыло бы большую главу в физике; инженеры смогли бы создать на его основе даже гравитационные передатчики и приемники, способные конкурировать с радио! Он явился бы незаменимым средством научного исследования. Итак, требуется *гразер*!

Литература

1. *Shapiro I. I.*, Sci. Amer., **219** (1), 28 (1968).
2. *Lucas R.*, Compt. Rend., **262**, 853 (1966).
3. *Chazy J.*, Théorie de relativité et mécanique céleste, 2 vols, Paris, 1930.
4. *Berthelot M.*, в книге E. Renan, Dialogues philosophiques, Paris, 1863, p. 193. Это пространное письмо Бертло к Ренану представляет собой замечательный очерк о значении и методах естествознания. Чтобы оно было более понятным, напомним, что «science idéale» означает теорию, а «science positive» — опыт.

5. *Curie P.* в книге Oeuvres de Pierre Curie, Paris, 1908. Прочтите особенно статьи о симметрии.
6. *Brillouin M.*, Jubilé scientifique, 2 vols., Paris, 1935.
7. *Bridgman P. W.*, A Sophisticates Primer of Relativity, Middletown, Connecticut, 1962.
8. *Reichenbach H.*, The Philosophy of Space and Time, New York, 1958.
9. *Carstoiu J.*, Compt. Rend., **268**, 201 (1969).
10. *Brillouin L.*, *Lucas R.*, Journ. Phys. Radium, **27**, 229 (1966).
11. *Heaviside O.*, Electromagnetic Theory, New York, 1893 (переиздание 1950). См. особенно Дополнение B, стр. 115—118, а также цитату во введении к нашей книге.

Оглавление

Уважаемый читатель!

Ваши замечания о содержании книги, ее оформлении, качестве перевода и другие просим присылать по адресу:

129820 Москва, И-278, ГСП, 1-й Рижский пер., д. 2, издательство «Мир».

Л. Бриллюэн

НОВЫЙ ВЗГЛЯД

НА ТЕОРИЮ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

Редактор *В. И. Рыдник*
Художник *Б. П. Кузнецов*
Художественный редактор *П. Ф. Некундэ*
Технический редактор *Т. А. Максимова*
Корректор *Л. А. Брычкова*

Сдано в набор 4/XI 1971 г.
Подписано к печати 14/III 1972 г.
Бумага № 1 $84\times108^1/_{32}$=2,25 бум. л.
Уч.-изд. л. 6,20 Изд. № 2/6360. Печ. усл. 7,56
Цена 45 коп. Зак. № 1357.

ИЗДАТЕЛЬСТВО «МИР»
Москва, 1-й Рижский пер., 2

Ордена Трудового Красного Знамени
Ленинградская типография № 2 имени Евгении Соколовой
Главполиграфпрома Комитета по печати при Совете
Министров СССР. Измайловский проспект, 29

45 коп.

Издательство «Мир» готовит к изданию книгу

ДЖ. СИНГ

БЕСЕДЫ О ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

Дж. Синг — один из крупнейших современных математиков и физиков. Книга содержит популярное изложение теории относительности, в том числе элементов общей теории относительности, редко освещаемой в популярных изданиях. Автор мастерски владеет литературным стилем: книга написана красочным языком, изобилует меткими оборотами, неожиданными сравнениями.

Книга интересна самым различным читателям — от студентов и старших школьников до ученых.

Сдавайте предварительные заказы на книгу в магазины местных книготоргов — это гарантирует вам ее приобретение.